

**НАЦІОНАЛЬНИЙ ТЕХНІЧНИЙ УНІВЕРСИТЕТ УКРАЇНИ  
«КИЇВСЬКИЙ ПОЛІТЕХНІЧНИЙ ІНСТИТУТ ІМЕНІ ІГОРЯ СІКОРСЬКОГО»**

Факультет електроніки

---

(повна назва інституту/факультету)

Кафедра електронних приладів та пристроїв

---

(повна назва кафедри)

«До захисту допущено»

Завідувач кафедри

\_\_\_\_\_ Л.Д. Писаренко  
“    ”    \_\_\_\_\_ 201\_\_ р.

**Дипломна робота**

**освітньо-кваліфікаційного рівня «Бакалавр»**

(назва ОКР)

з спеціальності : **6.050802 - Електронні пристрої та системи**

Спеціалізація: **Електронні прилади та пристрої**

на тему: Генератор плазми для технології СТЕЛС

**Виконав:**

студент IV курсу, гр. ДЕ-51

\_\_\_\_\_ Лізогуб Максим Валерійович

(прізвище, ім'я, по батькові)

\_\_\_\_\_ (підпис)

Керівник \_\_\_\_\_ професор, д.т.н., доц Кузьмичев А.І.

(посада, науковий ступінь, вчене звання, прізвище та ініціали)

\_\_\_\_\_ (підпис)

**Консультанти:**

Нормоконтроль \_\_\_\_\_ доц, к.т.н., доц. Чадюк В.О.

(посада, науковий ступінь, вчене звання, прізвище та ініціали)

\_\_\_\_\_ (підпис)

Рецензент \_\_\_\_\_ професор каф. МЕ, к.т.н., доц. Орлов А.Т.

(посада, науковий ступінь, вчене звання, прізвище та ініціали)

\_\_\_\_\_ (підпис)

Засвідчую, що у цій дипломній роботі немає  
запозичень з праць інших авторів без  
відповідних посилань.

Студент \_\_\_\_\_  
(підпис)

Київ – 2019

**НАЦІОНАЛЬНИЙ ТЕХНІЧНИЙ УНІВЕРСИТЕТ УКРАЇНИ**  
**«КИЇВСЬКИЙ ПОЛІТЕХНІЧНИЙ ІНСТИТУТ ІМЕНІ ІГОРЯ СІКОРСЬКОГО»**

Факультет                      Е л е к т р о н і к и  
Кафедра                      Електронні прилади та пристрої  
Освітньо-кваліфікаційний рівень: Бакалавр  
Спеціальність: 6.050802 - Електронні пристрої та системи  
Спеціалізація : Електронні прилади та пристрої

**ЗАТВЕРДЖУЮ**

Завідувач кафедри, проф., д.т.н.  
\_\_\_\_\_ Л.Д.Писаренко  
«\_\_\_\_» \_\_\_\_\_ 2019 р.

**ЗАВДАННЯ**

на дипломну роботу студенту  
**Лізогуб Максим Валерійович**

**1. Тема проекту «Генератор плазми для технології СТЕЛС»**

і керівник проекту професор, д.т.н., доц Кузьмичєв А.І.

затверджені наказом по університету від «27» травня 2019 р., № 1405-С

**2. Строк подання студентом проекту «10» червня 2019 р.**

**3. Вихідні дані до проекту:** Параметри генератора: катод у вигляді трубки довжиною 50 см; діаметром 10мм; анод у вигляді трубки довжиною 55 см; діаметром 2мм; газове середовище – аргон; коефіцієнт вторинної емісії – 0,05-0,1; тиск – 1-5 Торр; напруга 100-300В.

**4. Зміст розрахунково-пояснювальної записки:** Анотація; вступ; огляд науково-технічної літератури про технологію Steath та тліючий розряд, моделювання тліючого розряду, розробка складальних креслень для генератора плазми; висновки; перелік використаної науково-технічної літератури.

**5. Перелік графічного матеріалу:** складальне креслення та деталювання пристрою; плакати з рисунками, графіками та формулами.

**7. Дата видачі завдання: 15 лютого 2019**

[illegible]

## КАЛЕНДАРНИЙ ПЛАН

№	Назва етапів дипломного проекту	Строк виконання етапів проекту	Примітка
1	Огляд науково-технічної літератури по технології СТЕЛС	20.01.2019– 15.02.2019	
2	Огляд науково-технічної літератури по тліючому розряду	16.02.2019– 14.03.2019	
3	Розробка геометрії генератора плазми	15.03.2019– 26.04.2019	
4	Розробка фізично-топологічної моделі генератора плазми	27.04.2019– 17.05.2019	
5	Розрахунок створеної моделі	18.05.2019– 22.05.2019	
6	Розробка складального креслення і деталювання	22.05.2019– 01.06.2019	
7	Оформлення пояснювальної записки	02.06.2019– 07.06.2019	
8	Креслення плакатів з формулами та графіками, підготовка доповіді	08.06.2019– 10.06.2019	

Студент гр. ДЕ-51

Лізогуб М.В.

Керівник проекту

Кузьмичев А.І.

# **ПОЯСНЮВАЛЬНА ЗАПИСКА**

**до дипломного проекту**

**на тему: «Генератор плазми для технології СТЕЛС»**

Київ – 2019

## **РЕФЕРАТ**

### **Генератор плазми для технології СТЕЛС**

Дипломний проект освітньо-кваліфікаційного рівня «Бакалавр» спеціальності 6.050802 - Електроніка, спеціалізації – Електронні прилади та пристрої. Лізогуба Максима Валерійовича. КПІ ім. Ігоря Сікорського. Факультет електроніки, кафедра «Електронні прилади та пристрої». Група ДЕ-51. – К.: КПІ ім. Ігоря Сікорського, 2019.

**Ключові слова:** СТЕЛС технологія , метаматеріали, тліючий розряд, генератор плазми, газо-плазмові утворення.

#### **Короткий зміст роботи:**

У дипломному проекті представлено огляд науково-технічної літератури по технології СТЕЛС та тліючому розряду. Ціллю є створення моделі генератора плазми для технології СТЕЛС, у якому для генерації плазми використовується тліючий розряд, та проведення розрахунків тліючого розряду в електродній системі зі сталевими катодом довжиною 50см, діаметром 10мм та та анодом довжиною 55см, діаметром 2мм у середовищі чисельного моделювання Comsol Multiphysics.

## АНОТАЦІЯ

У дипломному проекті представлено огляд науково-технічної літератури по технології СТЕЛС та тліючому розряду. Розглянута концепція для речовин з від'ємним показником заломлення і способи застосування плазми у СТЕЛС технології. СТЕЛС є одним з ключових факторів, необхідних для встановлення повітряної переваги.

Ціллю є створення моделі генератора плазми для технології СТЕЛС, у якому для генерації плазми використовується тліючий розряд, та проведення розрахунків тліючого розряду в електродній системі зі сталевими катодом довжиною 50см, діаметром 10мм та анодом довжиною 55см, діаметром 2мм у середовищі чисельного моделювання Comsol Multiphysics.

Робочі параметри генератора, за якими було змодельовано тліючий розряд:

- Напруга – 100В, 200В, 300В;
- Газ – аргон, тиск – 1 Торр, 2,5 Торр, 5 Торр;
- Коефіцієнт вторинної емісії – 0,01, 0,05.

## **S U M M A R Y**

The diploma project presents an overview of scientific and technical literature on Stealth technology and glow discharge. The concept for substances with a negative index of refraction and methods of using plasma in Stealth technology is considered. Stealth is one of the key factors needed to establish air superiority.

The goal is to create a model of plasma generator for Stealth technology and to calculate the glow discharge in an electrode system with a steel cathode and anode of 50 cm in length, 10 mm in diameter and 2 mm in the numerical simulation environment of Comsol Multiphysics.

- Voltage - 100V, 200V, 300V;
- Gas – Argon, pressure - 1 Torr, 2.5 Torr, 5 Torr;
- The coefficient of secondary emissions - 0,01, 0,05.



## ПЕРЕЛІК УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ, СИМВОЛІВ, ОДИНИЦЬ, СКОРОЧЕНЬ І ТЕРМІНІВ

KIB	кругове імовірне відхилення
DBD	Dielectric barrier discharge - діелектричний бар'єрний розряд
IR-emission	Infrared emission – інфрачервоне випромінювання
FLIR	Forward Looking InfraRed – інфрачервоне випромінювання напрявлене вперед
RCS	Radar cross section – ефективна площа розсіювання

$\gamma$	коефіцієнт вторинної емісії
$N$	концентрація носіїв
$e$	заряд
$m$	маса
$\varepsilon$	випромінюваність
$\mu$	магнітна проникність
$\varphi$	коефіцієнт потужості
$\Psi$	фаза
$\sigma$	ефективна площа розсіювання
$\nu$	частота
$\lambda$	довжина хвилі

					<b>БР. 6.050802.051.12 ПЗ</b>	Апк
Змн	Апк	№ локум	Пілпис	Дата		9

## ВСТУП

З тих пір, як радар був винайдений, країни з усього світу досліджували нові та ефективні способи виявлення літаків, що приближаються, а також способи створення літаків, що літають непомітно. Протягом історії, вчені та інженери виявили способи поліпшити здатність літального апарату мінімізувати виявлення радаром, головним чином шляхом зміни геометрії літака, щоб відбивати радіохвилі від радіолокаційного обладнання. Однак найактивніша сфера досліджень, що стоїть за стелс-технологією, лежить в області матеріалознавства, зокрема метаматеріалів.

Метаматеріал - композиційний матеріал, властивості якого обумовлені не стільки властивостями складових його елементів, скільки штучно створеною періодичною структурою. Вони являють собою штучно сформовані і особливим чином структуровані середовища, що володіють електромагнітними або акустичними властивостями, які складно досяжні технологічно, або не зустрічаються в природі. СТЕЛС є одним з ключових факторів, необхідних для встановлення повітряної переваги.

Ціллю даної роботи є створення моделі генератора плазми для технології СТЕЛС та проведення розрахунків тліючого розряду в електродній системі зі сталевими катодом і анодом довжиною 50см, діаметром 10мм та 2мм відповідно у середовищі чисельного моделювання Comsol Multiphysics.

Робочі параметри генератора, за якими буде змодельовано тліючий розряд:

- Напруга – 100В, 200В, 300В;
- Газ – аргон, тиск – 1 Торр, 2,5 Торр, 5 Торр;
- Коефіцієнт вторинної емісії – 0,01, 0,05.

					БР. 6.050802.051.12 ПЗ	Арк
Змн	Арк	№ локум	Піппис	Дата		10

## РОЗДІЛ 1. ТЕХНОЛОГІЯ СТЕЛС: БАЗОВІ ПІДХОДИ ТА ВИЗНАЧЕННЯ

З тих пір, як радар був винайдений, країни з усього світу досліджували нові та ефективні способи виявлення літаків, що приближаються, а також способи створення літаків, що літають непомітно. Протягом історії, вчені та інженери виявили способи поліпшити здатність літального апарату мінімізувати виявлення радаром, головним чином шляхом зміни геометрії літака, щоб відбивати радіохвилі від радіолокаційного обладнання. Однак найактивніша сфера досліджень, що стоїть за стелс-технологією, лежить в області матеріалознавства, зокрема метаматеріалів.

Метаматеріал - це штучний матеріал, спроектований для володіння властивостями, які не зустрічаються в природі. Для створення метаматеріалів композиційні матеріали, такі як метал і пластмаси, збираються пошарово. У кожному шарі вчені змінюють форму, геометрію, розмір і орієнтацію атомів для отримання незвичайних електромагнітних властивостей, таких як негативний показник заломлення. Явище рефракції - це коли світло проходить через повітря і потрапляє на поверхню нового матеріалу, змушуючи його поширюватися як з різною швидкістю, так і в іншому напрямку. Коли світло потрапляє на матеріал з негативним показником заломлення, його кут рефракції відбивається, внаслідок чого змінюється напрямок його поширення. Це робить його корисним для поглинання електромагнітних хвиль в радіо і мікрохвильовій області, і це призводить до слабшого радіолокаційного сигналу.

Можливості метаматеріалів не обмежуються радіо- та мікрохвильовою областю, а вчені та інженери досліджують метод управління хвилями у видимій області. У майбутньому метаматеріали можуть використовуватися як технологія маскування, яка повністю згинає світло, що падає на цільову область, і в кінцевому підсумку стає невиявним за допомогою радара.

					БР. 6.050802.051.12 ПЗ	Апк
Змн	Апк	№ локум	Пілпис	Дата		11

Стелс є одним з ключових факторів, необхідних для встановлення повітряної переваги в сучасній війні. Стелс може бути визначений як «акт переміщення, переходу або дії в прихованому способі». Технологія літака "Стелс" по суті займається скороченням підписів і спостережуваних літаків, забезпечуючи таким чином повітряне судно здатність ухилятися від протиповітряної системи противника. Поява бомби, керованої лазером, призвела до революції в точності земної атаки, оскільки вона могла функціонувати з середнім КВО менше 20 футів від точки прицілювання [8]. Нещодавній шлюб сучасного літака-стелс-атаки і прецизійних боєприпасів створив потужну зброю, здатну проникнути практично в будь-яку поточну оборону і знищити практично будь-яку ціль. Літальні апарати СТЕЛС можуть здійснювати успішні атаки з набагато меншою підтримкою. Стелс - це концепція, яка застосовується не тільки до літаків, а й до кораблів, підводних човнів, танків, бронетехніки тощо.

СТЕЛС літаки мають певні переваги на полі бою в порівнянні з їхніми колегами. СТЕЛС літаки типу F117A краще підходять для атаки наземних цілей, оскільки вони можуть літати на відносно великих висотах над територією противника, на відміну від звичайних літаків, які огинають місцевість, щоб уникнути їх виявлення. Більша висота також дає більш широку ситуаційну обізнаність, дозволяє виявляти цілі в більшому діапазоні і дає вертикальний удар бомби, підвищуючи точність і проникнення [9]. Такі літаки вимагають менш складних бомб, тому що траєкторія, за якою слідує бомба, є більш простою при звільненні через прямий і стійкий політ, що стелс-літаки можуть управляти літати на великих висотах, не турбуючись про ворожі системи захисту. Стелс-літаки, завдяки їхній здатності проникати в ворожі регіони, можуть забезпечити настільки необхідний початковий прорив у війні, що робить ворога вразливим для наступних атак звичайних літаків. Вони здатні знищити декілька цілей в одній місії і є економічно ефективними в довгостроковій перспективі.

					БР. 6.050802.051.12 ПЗ	Апк
ЗМН	Апк	№ локум	Пілпис	Дата		12

### 1.1. Спектр радіації - Сигнали літаків

Характер спектру електромагнітного випромінювання показаний на рисунку 1. Для повноти включений звуковий діапазон, хоча акустичне випромінювання не є електромагнітним. З точки зору частоти вона починається з низькочастотних звукових сигналів, через спектр радіохвиль і через дуже високу смугу частот навколо візуальних довжин хвиль до надвисоких частот X і гамма-променів. Усі, крім найвищої частоти, сигнали можуть бути використані потенційним противником для виявлення і відстеження атакуючого літака. Засоби, за допомогою яких це може бути досягнуто, можна широко розділити на дві категорії:

1. Використання пасивних сигналів, тобто перехоплення сигналів, що випускаються самим літаком. На практиці частота таких сигналів може мати будь-яке значення у великому діапазоні між акустичними і видимими довжинами хвиль.

2. Активні системи, де захисник певним чином освітлює ціль і використовує характеристику відбитого сигналу для забезпечення необхідної інформації. У цьому випадку використовувані частоти зазвичай перевищують один ГГц, тобто в радіолокаційних, інфрачервоних і оптичних смугах. Більш низькі частоти не забезпечують, як правило, достатньо точних відображених даних. З точки зору стелс-технологій, очевидно, бажано усунути або відмовитися від цього, придушити випромінювання, які дозволяють противнику використовувати пасивні методи перехоплення. Завдяки широкому діапазону частот ефекти від цього різноманітні. Уразі активного перехоплення використання концепцій невидимості в значній мірі стосується зменшення відбитого сигналу до мінімуму, для якого головним моментом є ефективна зовнішня форма атакуючого літака.

					БР. 6.050802.051.12 ПЗ	Анк
Змн	Анк	№ локум	Пілпис	Дата		13

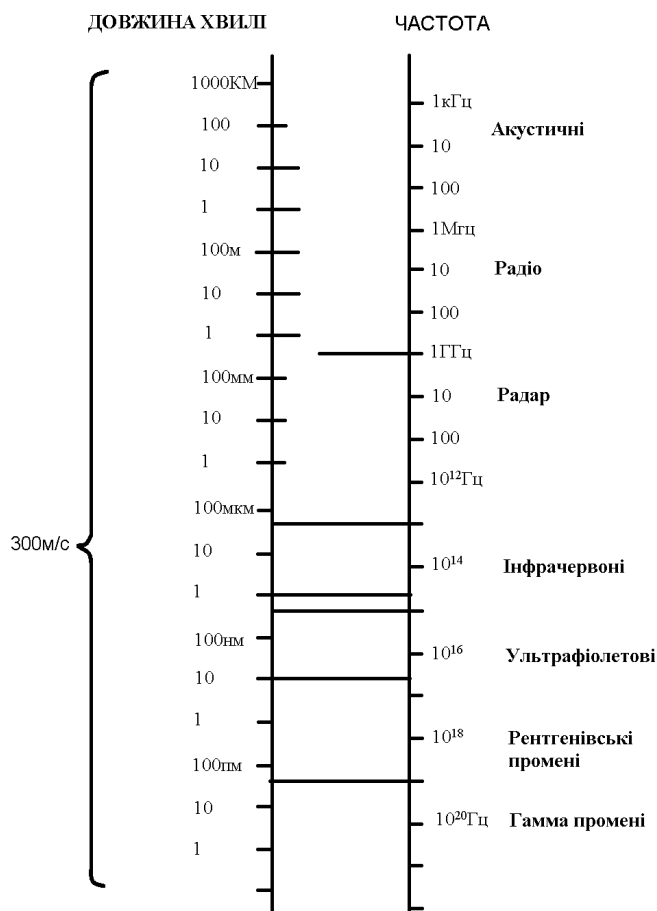


Рис. 1.1. Електромагнітний спектр

### 1.1.1 Пасивні сигнали

Літак буде випромінювати сигнали на більшій частині діапазону частот, принаймні до візуальних довжин хвиль. Особливого розгляду вимагає метод обробки, щоб зменшити їх потенціал як допомога у виявленні ворогом.

#### 1) Акустичне випромінювання

Звукові сигнали від літака мають найменшу частоту. Хоча ймовірно, що випромінювання матиме спрямовані характеристики, зменшення інтенсивності з відстанню від джерела має закон зворотного квадрата. При допуску до атмосферних ефектів типове послаблення становить 6,3 дБ при кожному подвоєнні відстані від джерела. Таким чином, відстань, на якій можна почути літак, є дуже обмеженою, але все ще важливо, особливо в

					БР. 6.050802.051.12 ПЗ	Арк
ЗМН	Арк	№ локум	Пілпис	Дата		14

тактичних ситуаціях. Інший розгляд - низька швидкість поширення звукових хвиль, яка має такий самий порядок, що й у літака. Дійсно, надзвуковий літак прибуде до його акустичної підпису. Це може бути тактичною перевагою, але воно не усуває необхідності мінімізації ефекту. Повільні літальні літаки, особливо роторно-транспортні, надають попереднє повідомлення про їх прибуття, і дуже важливо максимально зменшити ефект.

## 2) Теплові сигнали

Теплові сигнали від літака можуть бути результатом або самовіддачі, або відбитків інцидентів. Довжини хвиль зазвичай знаходяться в інфрачервоному діапазоні від 1 до 100 мкм. Ця коротка хвиля означає, що інфрачервона сигнатура набагато більше підходить для виявлення цілей, ідентифікації та відстеження, ніж довгі чутні хвилі. Фактична довжина хвилі пов'язана з абсолютною температурою випромінювача. Довжина хвилі, пов'язана зі спектральним випромінюванням випромінювання чорного тіла, задається законом витіснення Wien:  $\lambda = 2893 / T$  мкм, де  $T$  - абсолютна температура (-K). Таким чином, довжина хвилі піку викидів літака, що летить при 2 в стратосфері буде близько 7 мікрон, тоді як від вихлопного шламу буде близько 4 мікрон. Ще однією важливою властивістю є випромінювальна здатність випромінюючої поверхні. Це фактично міра ефективності, з якою поверхня випромінює енергію при заданій температурі. Випромінювальна здатність - це єдність для «чорного тіла», але менше, ніж для всіх інших умов поверхні. Випромінювана енергія також прямо пропорційна четвертій потужності абсолютної температури. Затухання інфрачервоного випромінювання в атмосфері є високочастотним і залежним від температури. Хоча величина розсіювання випромінювання зазвичай невелика, ефекти поглинання і передачі є досить великими, і вони залежать від двох критичних параметрів. У практичному діапазоні частот інфрачервоного випромінювання існує ряд так званих «вікон», де пропускання є високим. Між цими вікнами знаходяться смуги поглинання, в основному за рахунок присутності водяної пари та / або діоксиду вуглецю в

					БР. 6.050802.051.12 ПЗ	Апк
ЗМН	Апк	№ локум	Пілпис	Дата		15

атмосфері. Таким чином, на малій висоті, особливо в умовах хмари або туману, передача є низькою. Вміст парів води істотно зменшується зі збільшенням висоти, і, в меншій мірі, вміст вуглекислого газу. Звідси інфрачервоне випромінювання передається на значно більші відстані на більших висотах.

### 1.1.2 Джерела інфрачервоного випромінювання

#### а) Силова установка.

Тепло, яке генерується в силовій установці, випромінюється назовні від капотів і гондоли, вихлопної форсунки, а також, можливо, від системи впуску повітря. Для багатьох літаків це джерело є суттєвим і оскільки неминуче буде широкий діапазон пов'язаних поверхневих температур, буде відповідним чином широкий діапазон довжин хвиль в сигналі. Майже напевно деякі з них будуть відповідати вікнам трансмісії. Ще одна складність полягає в тому, що поліпшені характеристики силової установки досягаються за рахунок збільшення температур циклу, що призводить до значного впливу на передану енергію.

#### б) Вихлопні гази

Вихлопний шлейф з реактивного двигуна також є інтенсивним джерелом теплової енергії. Однак, оскільки відпрацьовані гази містять велику кількість водяної пари і діоксиду вуглецю, довжина хвилі така, що, ймовірно, відбудеться значне поглинання атмосфери, і передана енергія буде значно зменшена. Це менше стосується теплової енергії, опущеної з гарячого заднього кінця двигуна через вихлопний шлейф.

#### в) Корпус літака

Існують два аспекти випромінювання планера, а саме відбита енергія від сонячного світла, і т.д., і енергія, що генерується самотійно, через загальну температуру самої планера літака. У загальному вигляді останній є перш за все функцією швидкості та висоти. При дозвукових швидкостях основна температура повітряного судна є відносно низькою, скажімо близько 300 К

					БР. 6.050802.051.12 ПЗ	Апк
ЗМН	Апк	№ локум	Пілпис	Дата		16



на рівні моря і 220 К на великій висоті. Вони відповідають відносно довгим довжинам хвиль порядку 10 мкм або більше. Найвищі температури відбуваються в регіонах, де потік повітря застійний, що зазвичай є дуже місцевим.

#### г) Локальні джерела тепла

У літаку є багато внутрішніх елементів, які генерують локальні джерела тепла. До них відносяться авіонічне обладнання, екологічний контроль і екіпаж. Особливі проблеми можуть виникати на виході з охолоджуваного повітря.

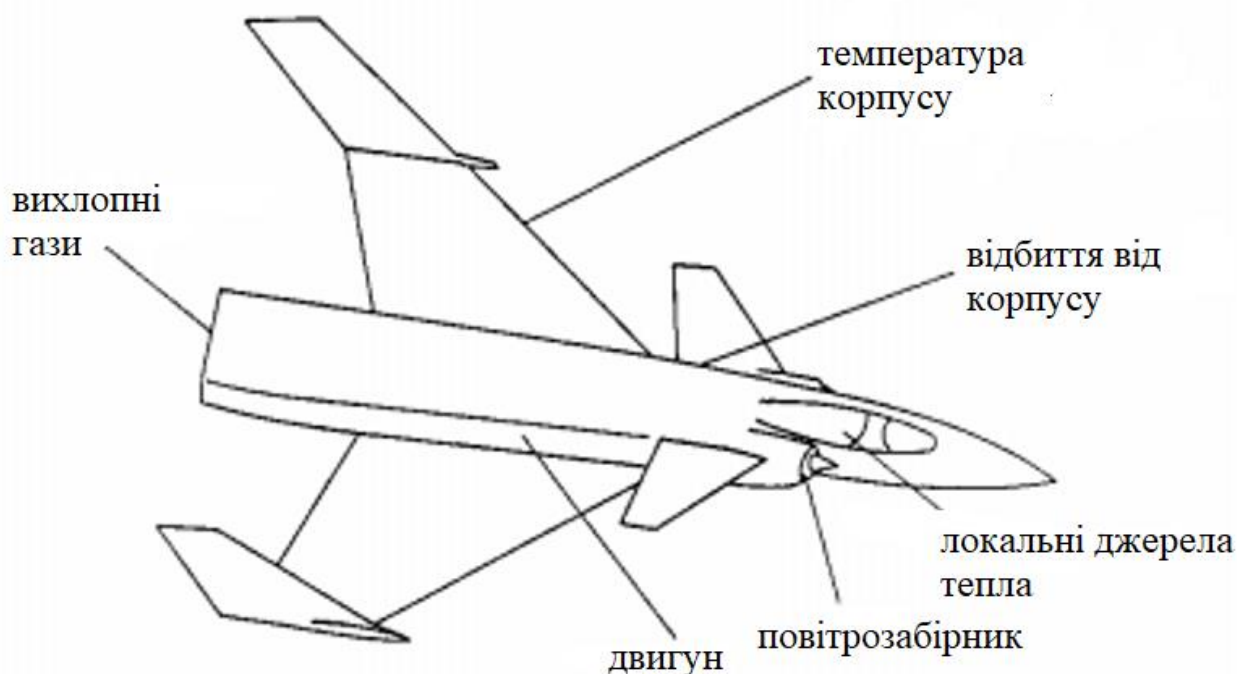


Рис.1.2. Джерела термального випромінювання

#### Зменшення теплових викидів

Існує ряд загальноприйнятих способів зменшення інтенсивності теплових викидів.

1) Скорочення температури, яке має ефект збільшення довжини хвилі випромінювання і, що більш важливо, випромінюваної енергії, оскільки ця остання прямо пропорційна четвертої потужності температури

					БР. 6.050802.051.12 ПЗ	Арк
ЗМН	Арк	№ локум	Пілпис	Дата		17

2) Зменшення площі поверхні випромінювання, або абсолютно, або за допомогою маскування

3) Зменшення поверхневої випромінюваності шляхом відповідної обробки поверхні

4) Зменшення поверхневої відбивної здатності

Способи застосування цих методів залежать від інфрачервоного джерела:

а) Силова установка

Для зниження температури можна використовувати охолодження зовнішньої оболонки гондоли або використання місцевої теплоізоляції. Випромінювання з поверхні можна зменшити за допомогою інфрачервоного абсорбуючого покриття. Зростання коефіцієнта обходу, природно, буде працювати в сприятливому сенсі. Теплова енергія, опущена передньою частиною двигуна, може бути в якійсь мірі замаскована, маючи вигнуту матрицю впуску.

б) Вихлопи

Вихлопний шлейф являє собою певну проблему, але знову високе співвідношення байпасу є суттєвою допомогою. Альтернативою є індукція швидкого перемішування холодним повітрям за допомогою спеціальних ежекторних насосів. Вигнуті вихлопні труби можуть бути використані для маскування випромінювання від гарячих внутрішніх частин двигуна, таких як лопатки турбін, а також для зменшення сигналу від самого шлейфу. Використання двовимірних, а не кругових випускних сопел також допомагає за рахунок збільшення периметра, через який відбувається перемішування потоку газу.

с) Планування літака

					БР. 6.050802.051.12 ПЗ	Арк
						18
Змн	Арк	№ локум	Пілпис	Дата		

Для зовнішнього викиду з планера в цілому є два міркування. По-перше, існує необхідність зменшити відбиті сигнали, особливо ті, що виникають через блиск сонця на прозорих плівках та ін. над якими може бути виявлено випромінювання. Друга вимога полягає в тому, щоб максимально зменшити ефект кінетичного нагрівання. Потенціал тут обмежений, але деяке поліпшення можна досягти, уникнувши гострих країв, кутів і т.д., що може призвести до стагнації. Альтернативно, можливо, доведеться приймати більш низьку швидкість польоту.

#### d) Місцеві джерела тепла

Найкраще вирішувати питання, використовуючи охолодження та ізоляцію, або розмішуючи їх так, щоб відповідні теплові випромінювання виходили далеко від критичних напрямків.

#### Інші випромінювання літаків

Як невід'ємна частина своєї місії, літаку може знадобитися випромінювати сигнали в широкому діапазоні довжин хвиль для таких цілей, як навігація, цільове розташування, наведення зброї тощо. Важливо, щоб ці функції були охоплені досягненням успішної місії. Один з підходів полягає в тому, щоб прийняти використання менш ефективних, більш дорогих або більш складних систем як наслідок невизначеності. Наприклад:

1) Використання лазерних радарів, а не звичайних. Коротші довжини хвиль можуть призводити до сигнального аттенюації атмосфери і відносно короткого діапазону.

2) інфрачервоний (FLIR), спрямований вперед, для навігації на низькому рівні і націлювання на зброю. Знову ж таки, ця система піддається атмосферним впливам.

3) Радіолокаційні системи, що використовують низькі енергії та переривчасті випромінювання, що дають низьку ймовірність виявлення та відстеження.

					БР. 6.050802.051.12 ПЗ	Апк
ЗМН	Апк	№ локум	Пілпис	Дата		19

4) Навігація, спираючись на інерційні системи, оновлюється, можливо, шляхом переривчастого узгодження місцевості, супутникових даних або навіть небесної навігації.

### **Анти-СТЕЛС технології**

Технологія СТЕЛС знижує сприйнятливість літака, роблячи його менш помітним для ворожих детекторів, таких як радар, ІЧ-детектори і т.д. З іншого боку, досягнення в технології детектора покращили їхню чутливість, тим самим зробивши літак більш чутливим. Деякі з цих потенційних антистатичних технологій розглядаються нижче.

1) Бістатичний радар використовує антени в різних місцях для передачі і прийому радіолокаційних хвиль. Більшість стелс-літаків призначені для ухилення від моностатичного радіолокатора, мінімізуючи ехо в напрямку падаючого руху, але літак може відправити ехо в іншому напрямку, достатньому для того, щоб його підібрав бістатичний приймач [13]. Основним недоліком бістатичного радіолокатора є його обмежений діапазон виявлення в певних аспектах, який долається радіолокаційною сіткою, яка складається з одного передавача спільно з кількома приймачами. Основним недоліком бістатичних радіолокаційних і радіолокаційних мереж є синхронізація між передавачем і приймачем.

2) Радіолокація надширокої смуги передає наносекунду або більш короткий імпульс на гіга-ватному рівні потужності, що складається з тисяч різних частот в імпульсі в діапазоні від декількох сотень МГц до декількох ГГц [53]. Оперативна пам'ять літака та електронні методи протидії не ефективні проти таких радарів.

## **1.2. Концепція проф. В.Г. Веселаго для речовини з від'ємним показником заломлення**

Інтерес до матеріалів з негативним коефіцієнтом заломлення починається з роботи радянського фізика В.Г. Веселаго, яка була

					БР. 6.050802.051.12 ПЗ	Арк
Змн	Арк	№ локум	Піппис	Дата		20

опублікована в журналі " Успіхи фізичних наук " за 1967 г. [3]. В роботі було зазначено на можливість існування матеріалу з негативним коефіцієнтом заломлення, який був названий "лівостороннім". Матеріал з позитивним коефіцієнтом заломлення за аналогією слід назвати " правостороннім ". Автор прийшов до висновку, що в лівосторонньому матеріалі майже все відомі оптичні явища поширення хвиль істотно змінюються, хоча в той час матеріали з негативним коефіцієнтом заломлення ще не були відомі.

У своїй основній роботі В.Г. Веселаго показав, що рефракція - відхилення електромагнітної хвилі при проходженні кордону розділу двох середовищ - змінюється в матеріалах з негативним коефіцієнтом заломлення. В умовах, коли обидва матеріали мають однаковий знак коефіцієнта заломлення, хвиля, перетинаючи кордон розділу, з'являється на протилежному боці лінії, що проходить перпендикулярно до цієї межі (нормаль до поверхні). Однак, якщо один матеріал має позитивний коефіцієнт заломлення, а інший - негативний, хвиля буде з'являтися на тій же стороні нормалі, з якої вона підходила до кордону розділу.

При викладі концепції проф. В.Г. Веселаго будемо виходити з його роботи [3].

У разі ізотропного речовини, відсутності втрат і просторової дисперсії маємо відоме дисперсійне рівняння

$$k^2 = \frac{\omega^2}{c^2} n^2, \quad (1.1)$$

де  $k^2$  - квадрат модуля хвильового вектора ( $k$ ),  $c$  – швидкість світла,  $n^2$  - квадрат показника заломлення речовини, що дорівнює

$$n^2 = \epsilon \mu \quad (1.2)$$

В.Г. Веселаго пише: "Якщо не враховувати втрат і вважати  $n$ ,  $\epsilon$  та  $\mu$  дійсними числами, то з цих співвідношень видно, що одночасна зміна знаків  $\epsilon$  та  $\mu$  ніяк не відбивається на цих співвідношеннях. Такий стан може бути пояснено різними способами. По-перше, можна визнати, що властивості речовин справді не залежать від одночасної зміни знаків  $\epsilon$  та  $\mu$ . По-друге, може виявитися, що одночасна негативність  $\epsilon$  та  $\mu$  суперечить будь-яким

					БР. 6.050802.051.12 ПЗ	Апк
ЗМН	Апк	№ локум	Пілпис	Дата		21

основним законам природи, і тому речовини з  $\epsilon < 0$  та  $\mu < 0$  не можуть існувати. Нарешті, слід визнати, що речовини з негативними  $\epsilon$  та  $\mu$  володіють певними властивостями, відмінними від властивостей речовин з позитивними  $\epsilon$  та  $\mu$ . Як ми побачимо надалі, здійснюється саме цей третій випадок. Далі, виходячи з того, що ще не спостерігалися речовини з  $\epsilon < 0$  та  $\mu < 0$ , пропонувалося розглянути електродинаміку таких речовин чисто формально.

Для того щоб виявити електродинамічні закономірності, істотно пов'язані зі знаками  $\epsilon$  та  $\mu$  слід звернутися до тих співвідношень, в яких  $\epsilon$  та  $\mu$  виступають окремо, а не у вигляді твору, як в вищенаведених співвідношеннях. Такими співвідношеннями є перш за все рівняння Максвелла і матеріальні рівняння

$$\begin{aligned} \operatorname{rot} E &= -\frac{1}{c} \frac{\partial B}{\partial t} & \operatorname{rot} H &= \frac{1}{c} \frac{\partial E}{\partial t} \\ B &= \mu H & D &= \epsilon E \end{aligned} \quad (1.3)$$

Для плоскої монохроматичної хвилі, у якій все величини пропорційні ці рівняння зводяться до

$$[kE] = \frac{\omega}{c} \mu H \quad [kH] = -\frac{\omega}{c} \epsilon E \quad (1.4)$$

З цих виразів відразу ж видно, що якщо  $\epsilon > 0$  та  $\mu > 0$ , то **E**, **H** і **k** утворюють праву трійку векторів, а якщо  $\epsilon < 0$  та  $\mu < 0$ , - ліву. Якщо ввести для векторів **E**, **H** і **k** напрямні косинуси і позначити їх через  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\gamma$  відповідно, то хвиля, що розповсюджується в даному середовищі, буде характеризуватися матрицею

$$G = \begin{bmatrix} \alpha_1 & \alpha_2 & \alpha_3 \\ \beta_1 & \beta_2 & \beta_3 \\ \gamma_1 & \gamma_2 & \gamma_3 \end{bmatrix} \quad (1.5)$$

Визначник цієї матриці  $p = \det G$  дорівнює +1, якщо трійка векторів **E**, **H** і **k** права, і -1, якщо ця трійка ліва. Можна, сказати, що  $p$  характеризує "правизну" даного середовища. Середовище є "правим", якщо  $p = +1$ , і "лівим", якщо  $p = -1$ .

					БР. 6.050802.051.12 ПЗ	Анк
ЗМН	Анк	№ локум	Пілпис	Дата		22

Потік енергії, яку переносять хвилюю, визначається вектором Пойнтинга  $S$ , що дорівнює

$$S = \frac{c}{4\pi} [EH] \quad (1.6)$$

Вектор  $S$  відповідно до цим виразом завжди утворює з векторами  $E$  і  $H$  праву трійку. І таким чином, для правих речовин  $S$  і  $k$  до направлені в одну сторону, а для лівих – в різні [55]. Так як вектор до збігається за напрямком з фазовою швидкістю, то зрозуміло, що ліві речовини є речовинами з так званою негативною груповою швидкістю, яка здійснюється, зокрема, в анізотропних речовинах або при наявності просторової дисперсії [32,33]. Надалі будемо користуватися терміном "ліве речовина" виключно для стислості, маючи на увазі, що цей термін еквівалентний терміну "речовина з негативною груповою швидкістю". Розглянемо тепер наслідки, які випливають з цієї обставини, що в лівих речовинах фазова швидкість протилежна потоку енергії.

Перш за все в лівих речовинах буде спостерігатися **обернений ефект Доплера** [4,5]. Дійсно, нехай, наприклад, приймач випромінювання, що знаходиться в лівому середовищі, рухається зі швидкістю  $v$  в сторону випромінювача, який випромінює частоту  $\omega_0$  (рис. 1.3). При своєму русі приймач буде наздоганяти точки хвилі, відповідні якійсь певної фазі, як це зображено на рис. 1.3б. Частота, що сприймається приймачем, буде меншою за  $\omega_0$ , а не більшою, як це було б у звичайному (правому) середовищі. Скориставшись величиною для даного середовища, формулу доплерівського зсуву можна записати у вигляді

$$\omega = \omega_0 \left(1 + p \frac{v}{u}\right) \quad (1.7)$$

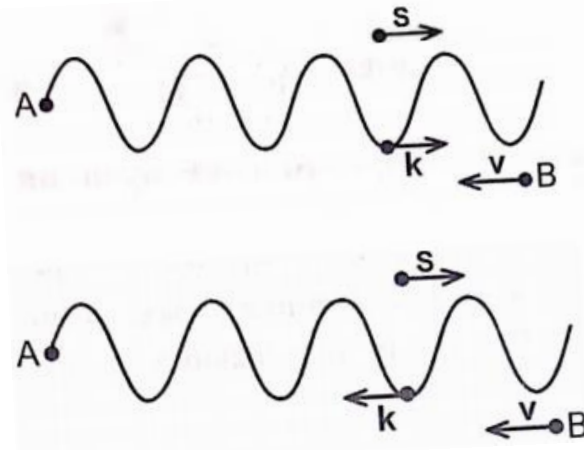


Рис. 1.3. Ефект Доплера в “правій” (а) та “лівій” (б) речовині. А - джерело випромінювання, В – приймач

При цьому швидкість приймача  $v$  вважається позитивною при наближенні до джерела. Швидкість потоку енергії вважається завжди позитивною.

**Ефект Вавилова-Черенкова** [4,5]. Якщо частинка рухається в середовищі з швидкістю  $v$  по осі  $z$  і ця швидкість більша за швидкість світла вданому середовищі, то частка буде випромінювати в конус по закону  $e^{j(k_z z + k_r r - \omega t)}$ , причому хвильовий вектор випромінювання вздовж осі  $z$  буде дорівнювати  $k_z = k|\cos\Theta|$  і спрямований за швидкістю  $v$  (рис. 1.4). Напрямок радіального хвильового вектора  $k_r$  буде різним в різних середовищах, у відповідності з виразом

$$k_r = p|\sqrt{k^2 - k_z^2}| \quad (1.8)$$

де  $p = \det G$ . Такий вибір знаку перед коренем завди забезпечуватиме відхід енергії від випромінюючої частинки на нескінченність. При цьому очевидно, що для лівих середовищ вектор  $k_r$  буде направлений до траєкторії частинки, а конус випромінювання буде напрямлений назад по відношенню до руху частинки. Це відповідає тупому куту  $\Theta$  між векторами  $\mathbf{v}$  та  $\mathbf{S}$ . Цей кут для речовин будь-якої “правизни” можна визначити з виразу

$$\sin \theta = p|\sqrt{\frac{c^2}{v^2 n^2}}| \quad (1.9)$$



Тепер розглянемо заломлення променя на межі двох середовищ з різною "правизною".

При переході променя світла з середовища 1 в середовище 2 граничні умови безперервності тангенціальних компонент векторів напруженостей  $\mathbf{E}$ ,  $\mathbf{H}$  і нормальних компонент векторів індукцій  $\mathbf{D}$ ,  $\mathbf{B}$

$$\begin{aligned} E_{t1} &= E_{t2}; & H_{t1} &= H_{t2}; \\ \varepsilon_1 E_{n1} &= \varepsilon_2 E_{n2}; & \mu_1 H_{n1} &= \mu_2 H_{n2}; \end{aligned} \quad (1.10)$$

повинні виконуватися незалежно від того, чи мають ці середовища однакову "правизну" або різну. Зі співвідношень для тангенціальних компонент напруженостей слідує, що ці компоненти ( $E_t$  і  $H_t$ ) в переломленому промені зберігають свій напрямок незалежно від "правизни" обох середовищ. Що стосується нормальних компонент, то вони зберігають свій напрямок тільки тоді, коли "правизна" обох середовищ однакова. Якщо ж "правизна" різна, то ці компоненти змінюють знак. Це відповідає тому, що при переході в середовище з іншою "правизною" вектори  $\mathbf{E}$  і  $\mathbf{H}$  не тільки змінюються за величиною через відмінності  $\varepsilon$  і  $\mu$ , але ще й зазнають дзеркального відображення щодо границі розділу двох середовищ. Теж саме відбувається і з вектором  $\mathbf{k}$ . Одночасне дзеркальне відображення всієї трійки векторів якраз і відповідає зміні знака визначника  $p = \det G$  в матриці для хвилі, що розповсюджується.

Хід переломленого променя, що виходить в результаті такого відображення трійки векторів, зображений на рис. 1.5. Як бачимо, переломлений промінь в другому, лівому, середовищі буде йти симетрично щодо вертикальної осі в порівнянні з випадком, коли друге середовище - праве (цей випадок показаний на рис. 1.5 штриховою лінією).

					БР. 6.050802.051.12 ПЗ	Апк
ЗМН	Апк	№ локум	Пілпис	Дата		25

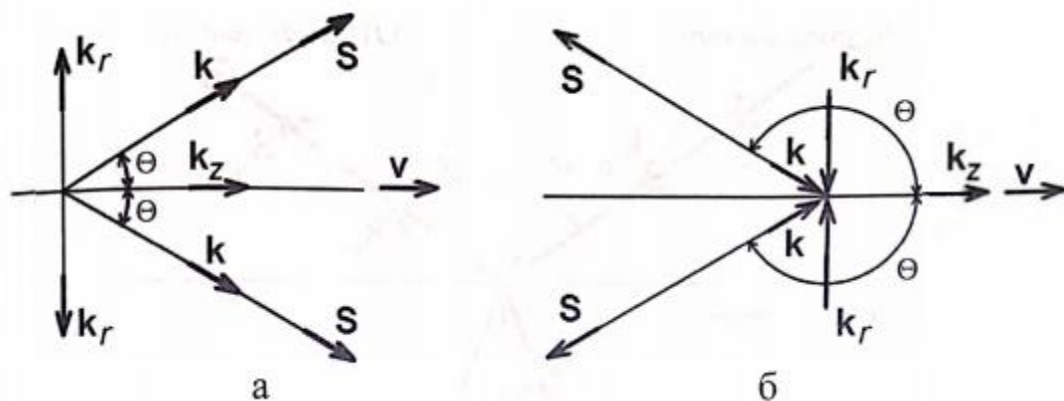


Рис. 1.4. Ефект Вавилова-Черенкова в “правій” (а) та “лівій” (б) речовині

Слід зауважити, що відбитий промінь завжди спрямований однаково, незалежно від "правизни" обох середовищ. З рис. 1.5 видно, що звичайна формула Снеліуса

$$\frac{\sin \varphi}{\sin \psi} = n_{1,2} = \sqrt{\frac{\epsilon_2 \mu_2}{\epsilon_1 \mu_1}} \quad (1.11)$$

потребує уточнення, якщо середовища 1 і 2 мають різну "правизна".

Правильний запис цієї формули має вигляд

$$\frac{\sin \varphi}{\sin \psi} = n_{1,2} = \frac{p_2}{p_1} \sqrt{\frac{\epsilon_2 \mu_2}{\epsilon_1 \mu_1}} \quad (1.12)$$

Тут  $p_1$  і  $p_2$  - "правизна" першого і другого середовища, відповідно.

З останнього виразу ясно, що коефіцієнт заломлення двох середовищ може бути і негативним, якщо "правизна" цих середовищ різна. Зокрема, негативний коефіцієнт заломлення лівих середовищ щодо вакууму.

При знаходженні амплітуд проходячого і відбитого світла зазвичай користуються формулами Френеля. У ці формули входять величини  $\epsilon$ ,  $\mu$ ,  $n$ ,  $\varphi$ ,  $\psi$ . Щоб не зробити помилки, у формулах Френеля слід завжди користуватися абсолютними значеннями цих величин.

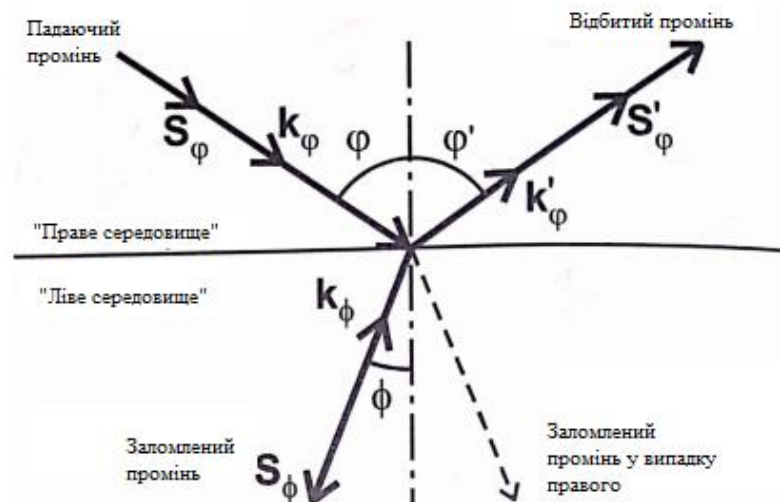


Рис. 1.5. Проходження променя через границю розділу "правого" і "лівого" середовищ.  $S_\phi$ ,  $S'_\phi$ ,  $S_\phi$  і  $k_\phi$ ,  $k'_\phi$ ,  $k_\phi$  - вектори Пойнтінга і хвильові вектори для відповідних променів. При побудові діаграми прийнято, що  $|n_{\text{нижній}}| > n_{\text{верхній}}$

Такими є деякі риси електродинаміки лівих речовин, описані проф. В.Г. Веселаго. Він також обговорив питання про їх фізичному здійсненні. Для цього перш за все розглянемо, які саме значення  $\epsilon$  і  $\mu$  можуть мати різні речовини.

На рис. 1.6 зображена система координат, на осях якої відкладаються величини  $\epsilon$  і  $\mu$ . Спробуємо розмістити на ній всі речовини, обмежившись спочатку випадком, коли  $\epsilon$  і  $\mu$  ізотропні. Тоді в квадранті ( $\epsilon < 0$ ,  $\mu > 0$ ) буде знаходитись плазма, як газоподібна, так і плазма твердих тіл [6,7]. У плазмі без магнітного поля величина  $\epsilon$  дорівнює

$$\epsilon = 1 - \sum \frac{\omega_0^2}{\omega^2} \quad (1.13)$$

Де  $e_0^2 = \frac{4\pi Ne^2}{m}$ ,  $N$  – концентрація носіїв,  $e$  – їх заряд,  $m$  – маса, а сумування відбувається за всіма типами носіїв. При малих частотах  $\epsilon$  виявляється менше нуля. При  $\epsilon < 0$ ,  $\mu > 0$  величина  $n^2 = \epsilon\mu$  виявляється негативною, що і призводить до відбиття хвиль від такого середовища.

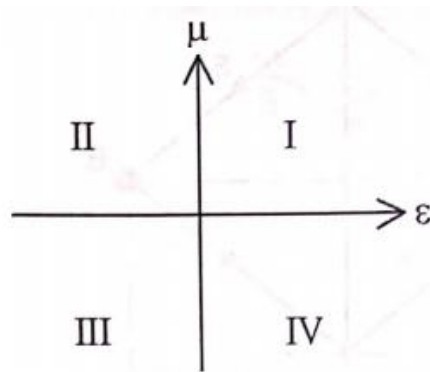


Рис. 1.6

Третій (III) і четвертий (IV) квадранти на рис. 1.6 незайнятість, т.к. .. в 1967 р не було відомо ні одна ізотропна речовина з  $\mu < 0$ .

### 1.3 Застосування плазми у СТЕЛС технологіях

Плазма являє собою гарячий іонізований газ, що складається з приблизно рівної кількості позитивно заряджених іонів і негативно заряджених електронів. Характеристики плазми істотно відрізняються від характеристик звичайних нейтральних газів, тому плазма розглядається як "четвертий стан речовини". Наприклад, оскільки плазма складається з електрично заряджених частинок, на неї сильно впливають електричні та магнітні поля. Прикладом такого впливу є захоплення енергетично заряджених частинок вздовж ліній геомагнітного поля для формування радіаційних поясів Ван Аллена.

Метаматеріал - композиційний матеріал, властивості якого обумовлені не стільки властивостями складових його елементів, скільки штучно створеною періодичною структурою. Вони являють собою штучно сформовані і особливим чином структуровані середовища, що володіють електромагнітними або акустичними властивостями, які складно досяжні технологічно, або не зустрічаються в природі. Під такими властивостями слід розуміти особливі значення фізичних параметрів середовища, наприклад, негативні за величиною значення як діелектричної  $\epsilon$ , так і магнітної  $\mu$  проникності, просторову структуру (локалізацію) розподілу величин цих параметрів, наявність можливості управління параметрами середовища в результаті зовнішніх впливів

					БР. 6.050802.051.12 ПЗ	Апк
ЗМН	Апк	№ локум	Пілпис	Дата		28

Штучна періодична структура модифікує діелектричну і магнітну проникності вихідного матеріалу. Розробник метаматеріалів має можливість вибору різних вільних параметрів (розміри структур, форма, постійний і змінний період решітки елементів, що утворюють структуру). Одна з можливих властивостей метаматеріалів - негативний коефіцієнт заломлення, який проявляється при одночасній від'ємності діелектричної та магнітної проникності матеріалу.

### **Характеристики плазових приводів для управління граничним шаром**

Представлене експериментальне дослідження пов'язане з методом управління ламінарним потоком, заснованим на ослабленні нестабільності поперечного типу потоку в тривимірному прикордонному шарі на крилі внаслідок впливу електрогазодинамічної сили на потік прикордонного шару в околиці переднього краю крила.[1]

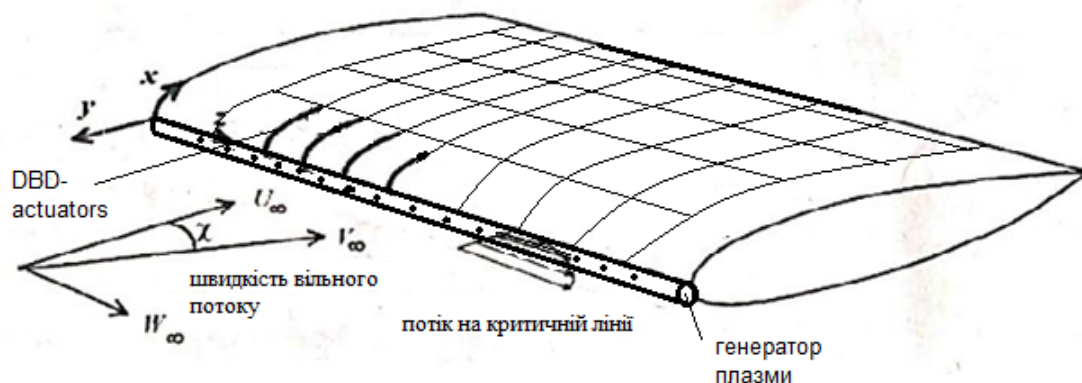
Проведено експериментальне дослідження набору електрогазодинамічних приводів, які використовують приповерхневий діелектричний бар'єрний розряд (ДБР) і призначених для управління граничним шаром на довгих аеродинамічних поверхнях у відносно тонких шарах.[2]

Середня потужність електронів, споживана ДБР-приводом, вимірюється за допомогою деякого спрощеного методу. Визначено залежності потужності, споживаної на один метр довжини зовнішніх електродів.

Об'ємна сила і енергоефективність приводів як нормального, так і зниженого статичного тиску повітря оцінюються на основі методу інтегральних імпульсів з використанням вимірюваних профілів швидкості потоку, індукованих приводами.

					БР. 6.050802.051.12 ПЗ	Апк
ЗМН	Апк	№ локум	Пілпис	Дата		29

Для генерації плазми буде використано тліючий розряд. Але для того, щоб не зіпсувати аеродинамічні показники крила, генератор має мати малі розміри.



Мал. 1.7 Концепт електрогазодинамічного методу контролю ламінарного потоку на крилі разом з генератором плазми

Розробка та дослідження електромагнітних метаматеріалів є важливим та актуальним питанням у теоретичній та технічній електродинаміці [8].

До метаматеріалів відносяться композиції з від'ємним показником заломлення, які складаються з нано- та мікроелектро/радіоелементів (у вигляді наностержнів, пліткових структур, кільцевих резонаторів (SRRs) або передаючих ліній), але й інші електромагнітні структури (наприклад, штучні діелектрики і фотонні кристали), якості яких перевершують індивідуальні властивості речовини структурних елементів. Також можна представити новий клас метаматеріалів на основі газо-плазмових утворень [7,8]. Тобто плазма газового розряду може виступати в ролі речовини, з якої можна будувати електромагнітні структури з новими матеріальними властивостями.

Регулювання параметрів штучного «плазмового» середовища, створеного за допомогою об'ємних дротяних ґраток, можна здійснювати шляхом зміни параметрів металевих ґраток. У випадку газо-плазмового «метаматеріалу», навпаки, плазма замінює метал (або діелектрик), а

регулювання параметрів метаматеріалу можна здійснювати, змінюючи параметри плазми, у першу чергу – концентрацію плазмових електронів  $n_e$ . Зміна  $n_e$  призводить до зміни плазмової частоти  $\omega_p$  і діелектричної проникності  $\epsilon_{пл}$ . При  $\omega < \omega_p$  плазма не пропускає електромагнітну хвилю, тобто її проникність має від’ємний знак.

Газорозрядна плазма може бути не тільки у вигляді об’ємної речовини, а і у вигляді одиничних або масових мікроплазмових утворень. Загальновідомим прикладом утворення мікроплазми є коронний розряд на кінчику металевої голки. Можна створювати одно-, дво-, тримірні структури з мікроплазмових утворень, використовуючи мікроструктуровані електроди. Так як для генерації плазми має сенс застосовувати газовий розряд з ненакопичуваними електродами, то для визначення напруги його виникнення  $U_v$  використовуємо криві Пашена. У відповідності з ними робочий тиск газу  $p$  для мікророзмірних розрядів ( $d \sim 100\text{-}200$  мкм) має бути високим, аж до атмосферного, якщо працювати в області мінімуму  $U_v$ , де  $pd_{\min} \sim 1\text{-}10$  Па·м.

Відомим прикладом мікроструктурованої газорозрядної системи є плазмовий дисплей (плазмова телевізійна панель) з розмірами газорозрядних комірок  $200\text{-}400$  мкм та  $n_e \sim 10^{13} \text{ см}^{-3}$ , що відповідає  $\omega_p \sim 30$  ГГц. Звідси видно, що плазмовий дисплей можна вважати 2D метаматеріалом для гігагерцового діапазона. Історичними передумовами для створення плазмових метаматеріалів служать результати досліджень електромагнітних явищ у плазмі газового розряду та іоносфери, а також розробки плазмових антен, поглиначів високочастотної енергії і приладів плазмової електроніки.

На рис.1 представлені схематичні конфігурації, які можна розглядати як плазмові метаматеріали.

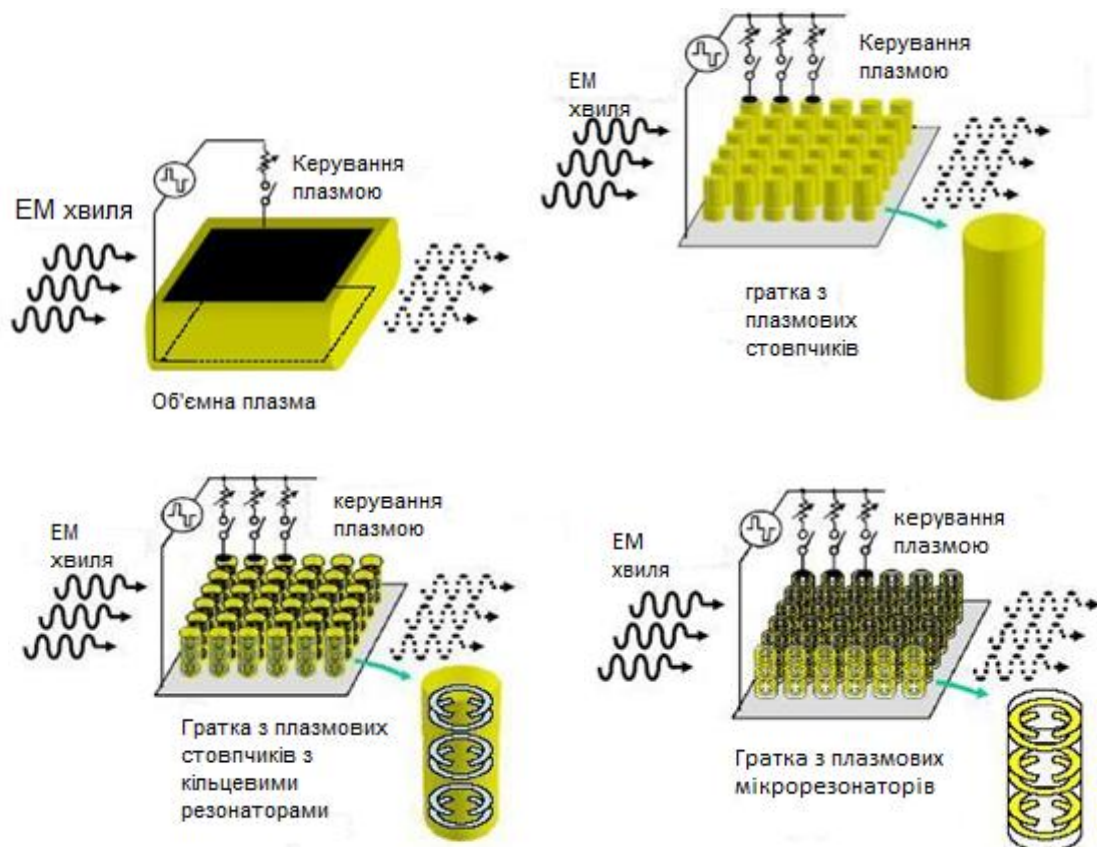


Рис.1. Плазмові конфігурації, на основі яких можуть бути створені плазмові метаструктури

На рис. 1.(а) зображено найпростіший випадок однорідної об'ємної плазми, яка добре вивчена і може застосовуватися в якості відбивача і поглинач розповсюджуваних хвиль. Коли  $\omega < \omega_p$ , а частота зіткнень електронів з молекулами газу  $\nu$  невелика, об'ємна плазма добре відбиває електромагнітні хвилі, які проникають в неї тільки на глибину скін-шару. Якщо  $\nu \sim \omega$ , а імпеданс плазми узгоджений з імпедансом зовнішнього середовища, плазма працює як поглинач. Коли  $\epsilon_{пл} = -1$  на достатньо різкій границі плазми, вздовж її поверхності може розповсюджуватися поверхнева хвиля, аналогічна поверхневим плазмовим поляритонам.

На рис. 1.(б) представлена схема 2D ґратки з плазмових і металевих частин (рис. 1.(в)). У ньому металеві частини представляють собою кільцеві SRR резонатори (магнітні елементи), поміщені в плазмові стовпчики (електричні елементи). Керування параметрами метаматеріалу може здійснюватися шляхом регулювання параметрів плазмового оточення



навколо SRRs, і можна забезпечити отримання від'ємного показника заломлення для випромінювання. При збільшенні діаметрів елементів і відстаней між ними можна здійснювати перехід від метаматеріалу з геометричними параметрами, меншими за довжину хвилі до матеріалу типу фотонного кристалу з забороненою фотонною зоною, у якого постійна ґратка складає половину довжини хвилі.

Рис 1.(г) показує структуру чисто плазмового метаматеріалу, у якого конфігурації плазмових елементів обирається, виходячи з міркувань отримання заданої електромагнітної реакції. Зокрема на рисунку плазмові елементи мають конфігурацію кільцевих резонаторів.

Розглянемо переваги плазмових метаматеріалів перед раніше описаними металічними структурами. Головною перевагою є можливість неперервно змінювати величину  $\epsilon_{\text{пл}}(\omega_p^2, \nu)^*$  через незалежне керування значеннями  $\omega_p(n_e^{1/2})$  та  $\nu(p)$ . Можна створювати структури з від'ємним заломленням у діапазоні від ГГц до ТГц.

Також можна керувати постійною ґратки (тобто величиною її періоду) і створювати різні конфігурації ґратки шляхом електричного ввімкнення/вимкнення окремих рядів або плазмових елементів ґратки.

Важливий аспект – можливість встановлення і отримання потрібного градієнту параметрів ґратки шляхом відповідного розподілення електричної потужності живлення окремих мікророзрядів.

Другий важливий аспект плазмових метаматеріалів – значна нелінійність характеристик, обумовлена нелінійністю залежності інтенсивності іонізації робочого газу і, відповідно, концентрації плазми від напруженості електричного поля. У результаті можна забезпечити генерацію вищих гармонік і отримання інших нелінійних ефектів.

---

					БР. 6.050802.051.12 ПЗ	Апк
ЗМН	Апк	№ локум	Пілпис	Дата		33

## ВИСНОВКИ ДО РОЗДІЛУ 1

1) Технологія невидимості є ключем до досягнення переваги повітря у сучасній війні.

2) Літаки СТЕЛС особливо краще підходять для бомбардувань, ніж звичайні літаки, і можуть ефективно досягти цілей місії за значно нижчих загальних витрат.

3) Скорочення радіолокаційних та ІЧ-сигнатур значно підвищує живучість літака в агресивному середовищі, тим самим ведучи до переваги повітря.

4) У разі виникнення конфлікту між вимогою низького виявлення і низькою швидкістю відстеження летальної ракети, перевага повинна віддаватися низьким показникам частоти відстеження, заснованим на летальності.

5) відносно загроз на основі радарів; ракети-тепловипромінювачі продовжуватимуть представляти більшу загрозу для літаків і вертольотів через їх простоту і легку доступність.

6) Ефективність методів електронної боротьби набагато вища при використанні літаків "СТЕЛС".

7) Розвиток технології ІЧ-детектора значно збільшив їхні можливості з точки зору діапазону та чутливості, завдяки чому ІЧ-сигнатури відіграватимуть більшу роль у визначенні стелс-функцій наступного покоління.

8) Рівень підпису ІК у діапазоні 3-5 мкм є більш сильною функцією температури, ніж у смузі 8-12 мкм. Отже, діапазон 8-12 мкм буде більш популярним у майбутньому, оскільки він може краще виявляти прихований літак щодо ІЧ.

9) Вимоги скорочення RCS набагато суворіші в порівнянні з зменшенням ІЧ підпису, оскільки ІЧ-діапазон виявлення є набагато

					БР. 6.050802.051.12 ПЗ	Апк
ЗМН	Апк	№ локум	Піппис	Дата		34

сильнішою функцією температури порівняно із залежністю радіолокаційного діапазону виявлення від RCS.

10) Включення функцій ІЧ-стелс у літаку не є очевидним у порівнянні з включенням радіолокаційних стелс-функцій, особливо з урахуванням майбутньої тенденції оптимізації випромінювання сірих поверхонь, що беруть участь у обміні радіацією.

11) Технологія СТЕЛС є динамічною завдяки викликам, які виникають внаслідок паралельних розробок в технології анти-стелс. Отже, найближчі покоління літаків-стелс істотно відрізнятимуться за поняттям і формою, від нинішніх відомих стелс-літаків.

Плазмові структури потенціально здатні працювати при доволі високих рівнях потужності падаючої хвилі навідміну від звичайних напівпровідникових приладів, тому на базі плазмових метаструктур можна, наприклад, створювати фільтри і інші системи для роботи з потужним електромагнітним випромінюванням. Оскільки потужності падаючої хвилі може бути достатньо для перебудови параметрів плазмових метаструктур, можлива автоматична реалізація різних ефектів: від ефекта «невидимості» для технології «Стелс» до ефекта прозорості для плазмових покриттів. Останнє важливо, наприклад, для збереження радіозв'язку між космічними апаратами і Землею, коли апарати спускаються на Землю і оточені плазмою через тертя повітря.

Плазмові структури можна застосовувати для отримання плазми більш високої густини, так як при досягненні відповідних від'ємних значень магнітної проникності плазма стає прозорою для випромінювання, яке глибоко в неї проникає і іонізує плазмоутворююче середовище. В іншому випадку плазма відбиває більшу частину зовнішнього випромінювання.

					БР. 6.050802.051.12 ПЗ	Анк
Змн	Анк	№ локум	Пілпис	Дата		35

## РОЗДІЛ 2. ТЛІЮЧИЙ РОЗРЯД. СТВОРЕННЯ ПЛАЗМИ

### 2.1. Загальна структура і зовнішній вигляд

Відмінні риси. Тліючий розряд - це самопідтримуючийся розряд з холодним катодом, що випускає електрони в результаті вторинної емісії, головним чином під дією позитивних іонів. Його відмітною ознакою є існування поблизу катода шару певної товщини з великим позитивним об'ємним зарядом, сильним полем біля поверхні і значним падінням потенціалу: 100-400 В (і більше). Воно називається катодним падінням. Товщина шару катодного падіння обернено пропорційна щільності (тиску) газу. Якщо міжелектродна відстань досить велика, між катодним шаром і анодом утворюється електронейтральна плазмова область, де поле відносно невелике. Серединну, однорідну частину називають позитивним стовпом. Від анода він відділяється анодним шаром. Позитивний стовп тліючого розряду постійного струму - найбільш яскраво виражений і поширений приклад слабоіонізованої нерівноважної плазми, яка підтримується електричним полем. На відміну від катодного шару, без якого тліючий розряд існувати не може, позитивний стовп не є його невід'ємною частиною. Якщо в результаті утворення катодного шару проміжок між електродами виявляється вичерпаним, то стовпа немає. Але якщо не вистачає відстані на формування належного катодного шару, тліючий розряд не загоряється.

### 2.2. Вольт-амперна характеристика розряду між електродами

Після досягнення на електродах пробивної напруги  $V = V_t$  в газі запалюється самостійний розряд. В рамках ідеалізованої схеми при  $V = V_t$  струм спрямовується до нескінченності. У реальному ланцюзі, крім розрядного проміжку, завжди є омичний опір  $\Omega$  (спеціально ввімкнений, опір проводів, джерела живлення), і це ставить абсолютну межу досяжному току при заданій електрорушійній силі джерела  $\epsilon$ . Оскільки масштаб розрядного струму визначає сам тип розряду, бо з величиною струму пов'язана ступінь іонізації газу, від опору  $\Omega$  залежить, який розряд загориться після пробую.

					БР. 6.050802.051.12 ПЗ	Апк
Змн	Апк	№ локум	Пілпис	Дата		36

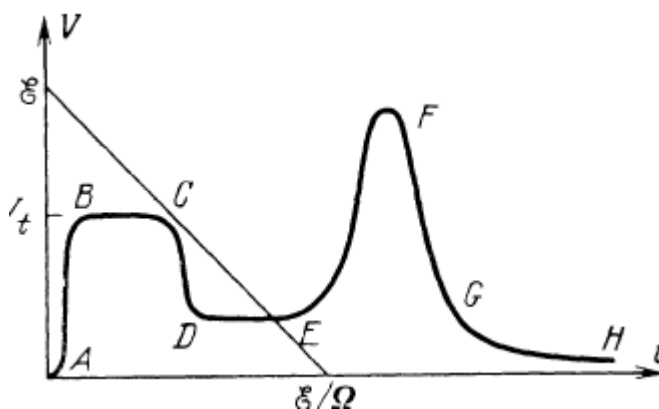
Навантажувальна пряма. Електричне рівняння замкнутої ланцюга, що включає розрядний проміжок, має вигляд

$$\varepsilon = V + i\Omega \quad (2.1)$$

На графіку  $V$ , і це рівняння зображується прямою лінією (рис. 2.1), яка називається навантажувальною прямою. Вона падає тим крутіше, чим більший зовнішній опір, і відсікає на осі абсцис значення граничного струму  $\varepsilon/\Omega$ . Реалізуються ті значення  $I$  та  $V$ , яким відповідає перетин навантажувальної прямої і ВАХ  $V(I)$ .

Темний таунсендський розряд. Припустимо, що опір  $\Omega$  настільки великий, що ланцюг в змозі пропустити лише виключно слабкий струм. Щільності  $n_e$ ,  $n_+$  при цьому незначні і просторовий заряд настільки малий, що не спотворює зовнішнього поля. Так, якщо відстань між плоскими електронами (в цьому розділі ми будемо позначати його  $A$ ) мала в порівнянні з їх розмірами, поле  $E(x) \sim \text{const} = V/L$ , як і у відсутності іонізації. Для підтримки такого самостійного розряду до електродів має бути прикладена напруга, рівна потенціалу запалювання  $V$ . Саме воно забезпечує стаціонарне відтворення електронів, що вилітають з катода і витягуються на анод. Поки поле  $E(x)$  не залежить від щільностей зарядів (від струму)

Рис. 2.1 ВАХ розряду між електродами в широкому діапазоні струмів і навантажувальна пряма  
*A* - область несамотійного розряду,  
*BC* - темний таунсендський розряд,  
*DE* - нормальний тліючий розряд,  
*EF* - аномальний тліючий розряд,  
*FG* - перехід в дугу, *GH* - дуга



Цій ситуації відповідає ділянка *BC* на рис.2.1 На досвіді такий самостійний розряд дійсно спостерігається, в звичайних трубках - при струмах  $I \sim 10^{-10} - 10^{-5}$  А. Він називається темним таунсендським. Через надзвичайно малість іонізації газ зовсім не світиться. Струм реєструють високочутливими приладами.

					БР. 6.050802.051.12 ПЗ	Арк
ЗМН	Арк	№ локум	Пілпис	Дата		37

**Тліючий розряд.** Будемо збільшувати струм. Практично це можна здійснити, зменшуючи навантажувальний опір  $\Omega$  або збільшуючи ЕРС джерела. Починаючи з якогось струму, напруга на електродах падає. Потім падіння припиняється і в досить великому діапазоні струмів майже не змінюється. Ця ділянка  $DE$  на  $ВАХ$  відповідає так званому нормальному тліючому розряду. Нижній частині перехідної ділянки  $CD$  відповідає піднормальний тліючий розряд.

Нормальний розряд має таку властивість - при зміні розрядного струму щільність його на катоді залишається незмінною. Змінюється площа на катоді, в яку втікає струм. Змінюючи  $\Omega$  або  $\varepsilon$  в ту або іншу сторону, можна бачити, як сяюча струмова пляма на поверхні катода розширюється або скорочується.

Коли на катоді не залишається вільного місця, для збільшення струму доводиться підвищувати напругу, щоб виривати з одиниці площі катода більше електронів. Адже тепер повинна зростати щільність катодного струму. Такий розряд називається аномальним. Йому відповідає наростаюча ділянку  $EF$   $ВАХ$ . Цікаво спостерігати перехід до аномального режиму. Видно, як тліюче світіння охоплює спочатку всю поверхню катода, повернуту до аноду, потім будь-яка незахищене діелектриком місце на бічній, внутрішній сторонах, і лише коли усе вичерпано, стає більш протяжним і насиченим, що властиво аномальному розряду. При  $I \sim 1$  А тліючий розряд зривається в дугу. Ділянка  $FG$  описує перехід, ділянка  $GH$  - дуговий розряд.

Чим вище тиск, тим більш широкий діапазон струмів, в якому здійснюється нормальний режим.

### 2.3. Темний розряд і роль просторових зарядів в утворенні катодного шару

Головна відмінність тліючого розряду, в якому струм має помірну силу, від темного, де струм виключно малий, полягає в різко нерівномірному

					БР. 6.050802.051.12 ПЗ	Апк
ЗМН	Апк	№ локум	Пілпис	Дата		38

розподілі прикладеної до електродів різниці потенціалів по довжині проміжку.

Спотворення зовнішнього поля. Його вносить просторовий заряд. Оцінимо ефект, взявши в якості нульового наближення розподілу щільності зарядів, отримані в припущенні  $E(x) = \text{const}$ . Розподіл поля в просторі визначається рівнянням

$$\frac{dE}{dx} = 4\pi e(n_+ - n_e), E \equiv E_x \quad (2.2)$$

$$\text{Вважаючи наближено } n_+ \gg n, |j_+| \gg |j_e|, n_+ \approx \frac{j}{ev_{+d}} \approx j/e\mu_+E$$

і позначаючи  $E_K$  поле у катода, знайдемо

$$E = E_K \sqrt{1 - x/d}, d = \mu_+ E_K^2 / 8\pi \quad (2.3)$$

В області анода поле зменшується, в області катода - зростає, причому тим сильніше, чим більше щільність струму (рис. 2.2). Площина  $x = d$ , де екстрапольована величина  $E(d)$  перетвориться в нуль, при слабких токах розташовується далеко за межами розрядного проміжку. При зростанні  $j$  вона наближається до анода і при значенні  $j_L = \mu_+ E_K^2 / 8\pi L$  збігається з анодом ( $d = L$ ). При подальшому зростанні  $j$ , коли  $d < L$ , поле за (2.3) формально звертається в нуль вже всередині проміжку,

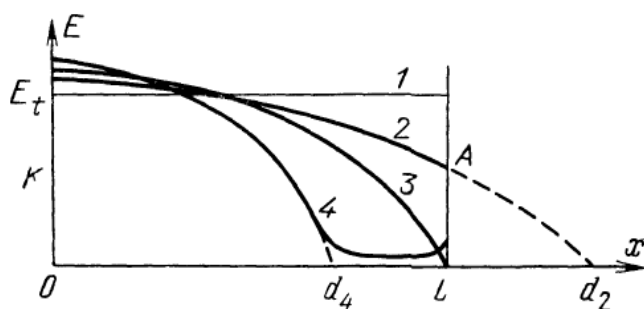


Рис. 2.2 Еволюція поля під дією просторового заряду:

1 - неспотворене поле,  $j \rightarrow 0$ ;

2 - слабкий струм,  $j < j_L$

3 -  $j = j_L$

4 - перехід до тліючого розряду,  $j > j_L$

тим ближче до катода, чим більше струм (рис. 2.1). Але в цьому випадку розподіл на ділянці  $d < x < L$  позбавлений сенсу, так як втрачають силу вихідні припущення.

Граничний струм існування темного розряду. При настільки слабких токах, що спотворення поля мале, поле у катода  $E_K$ , як, втім, і скрізь, близько

до незбуджених  $E_t$ , яке пробиває даний проміжок. У міру зростання струму значення  $E_k$  все сильніше відхиляється від  $E_t$ , але поки  $d > L$ , воно зберігає той же порядок. Тому в виразі  $j_L$  для якого відповідає граничній умові  $d = L$ , можна для оцінки підставити  $E_t$  замість  $E_k$ . Щільність струму, при якій відбувається суттєва перебудова поля і структури розряду і яка знаменує початок переходу від темного розряду до тліючого, визначається оціночною формулою

$$\frac{j_L}{p^2} \approx \frac{(\mu+p)(E_t/p)^2}{8\pi(pL)} = \frac{(\mu+p)V_t^2}{8\pi(pL)^3} \quad (2.3)$$

*Умова самопідтримки розряду в плоскому проміжку в разі неоднорідного поля.*

$$\int_0^L \alpha |E(x)| dx = \ln(1 + 1/\gamma) \quad (2.4)$$

В електронній лавині, що розповсюджується від катода до анода, має народжуватися кілька поколінь. Це число визначається тільки коефіцієнтом вторинної емісії і не залежить від того, однорідне поле чи ні. Інтеграл в (2.4) в точності збігається зі значенням  $\propto (E_t)L$ , що відповідає пробою даного проміжку в однорідному полі. Оскільки  $\alpha(E)$ - функція зростаюча, а при спотворенні поля просторовим зарядом  $|E(x)|$  - спадаюча, у катода  $|E_k| > E_t$ , а у анода  $|E_a| > E_t$ .

## 2.4. Катодний шар

При пробі плоского проміжку і слабкострумовому темному розряді в заповненні втрат зарядів, пов'язаних з їх витягуванням на електроди, бере участь вся довжина проміжку, аж до анода. Але в разі великих в сенсі  $pL \gg (pd)_{\min}$  проміжків такий стан, який є наслідком однорідності поля, явно не оптимальний. Для задоволення умови самопідтримки (2.4) потрібно не виправдано велике напруження. Можна обійтися і меншою, якщо зконцентрувати падіння потенціалу, адже в сильному полі розмноження йде ефективніше.

					БР. 6.050802.051.12 ПЗ	Анк
ЗМН	Анк	№ локум	Пілпис	Дата		40



Ідеальним був би такий розподіл потенціалу по довжині, при якому різниця потенціалів, що дорівнює мінімальній напрузі пробою  $V_{\min}$ , зосередилася б на відповідній довжині  $(pd)_{\min}$  біля катода. Тим самим було б забезпечено відтворення при мінімальних витратах напруги. Для підтримання подальшого протікання електричного струму, що зароджується в такому катодному шарі, через іншу частину проміжку треба було б докласти до неї напругу, яка необхідна, щоб компенсувати завдяки невеликій іонізації неминучі втрати електронів внаслідок відходу на стінки, рекомбінації, прилипання. В нормальному тліючому розряді здійснюється наближення до ідеалу. Одним з головних механізмів оптимізації розподілу потенціалу по довжині проміжку служить дія просторового заряду, який автоматично утворюється біля катода і створює там підвищені поле і падіння потенціалу.

Вольт-амперна характеристика. Теорія катодного падіння потенціалу була розвинена Енгелем і Штеенбеком (1934 г.) і має велике значення для фізики тліючого розряду. Наступні уточнення і поглиблене проникнення в хід процесу анітрохи не спростовують головну суть охоплених в ній моментів. Розглянемо сформуований стаціонарний шар катодного падіння. Припустимо, що тиски і струми не надто низькі, так що струмова пляма на катоді велика, а шар тонкий. Тоді його можна вважати плоским і одновимірним. На анодному краю шару при  $x = d$  поле  $E(d)$  істотно менше, ніж у катода  $E(0) = E_k$ . Нехай  $E(d) \sim 0$ . Припустимо, що з боку анода в шар якщо і втікає, то лише малий йонний струм. Тоді шар являє собою автономну систему, в якій виконується умова самопідтримки струму. Потрібно тільки замінити в (2.4) відстань між електродами  $L$  товщиною шару  $d$ . В цій системі електричний струм, що зароджується, йде вже до самого анода. З точністю до малої величини порядку  $\mu_+/\mu_e$  це він збігається з повним розрядним струмом. Катодне падіння становить

					БР. 6.050802.051.12 ПЗ	Анк
ЗМН	Анк	№ локум	Піппис	Дата		41

$$V_k = \int_0^d E dr, \quad E \equiv |E|, \quad E \uparrow \downarrow x \quad (2.5)$$

Енгель та Штеенбек дозволяли систему рівнянь (2.4), (2.5), і задавали лінійний розподіл поля

$$E(x) = E_K \left(1 - \frac{x}{d}\right), \quad dE/dx \approx 4\pi en_+ \approx \text{const} \quad (2.6)$$

Інтеграл (2.4) з (2.5) в елементарних функціях не виражається. Ті ж, у принципі, результати, що відрізняються тільки числовими коефіцієнтами порядку одиниці, але зате в наочній аналітичній формі, можна отримати, вважаючи при обчисленні інтеграла (2.4)  $E(x) = \text{const} \sim E_K$ ,  $E = 0$  при  $x > d$ . Маємо формули для пробної проміжки в однорідному полі:

$$V_K = \frac{Bpd}{C + \ln(pd)}, \quad \frac{E_K}{p} = \frac{B}{C + \ln(pd)}, \quad C = \ln \frac{A}{\ln(1+1/\mu)} \quad (2.7)$$

Встановимо тепер зв'язок цих величин зі щільністю струму на катоді  $j$ . У області, де здійснюється необхідне для самопідтримки розмноження,  $n_+ \gg n_e$ ,  $j_+ > j_e$ . Щільність іонів в шарі приблизно дорівнює

$$n_+ \approx (4\pi e)^{-1} dE/dx \approx E_K/4\pi ed \quad (2.8)$$

причому тут вже прийнято до уваги, що поле в шарі насправді не постійне, а зменшується від  $E_K$  до нуля. Звідси

$$j = (1 + \gamma) en_+ \mu_+ E_K \approx (1 + \gamma) \mu_+ E_K^2 / 4\pi d \approx (1 + \gamma) \mu_+ V_K^2 / 4\pi d^3 \quad (2.9)$$

Ця формула разом з (2.7) визначає параметричну залежність катодного падіння  $V_K$  і поля на катоді  $E_K$  від щільності струму  $j$ . Параметром служить товщина шару  $d$ . По (2.7) функція  $V_K(pd)$  має мінімум. В даному наближенні вона описує криву Пашена, і  $V_{\min}$  збігається з мінімальною напругою пробної розрядної проміжки.

Згідно (2.7), (2.9)  $V_K$  проходить через мінімум як функція  $j$  з тим же значенням  $V_{\min}$ . Ці формули зручно представити в безрозмірному вигляді, ввівши в якості розмірних масштабів величини, що відповідають мінімальному падінню. Ми помітимо їх індексом «н» замість «min» (саме вони реалізуються в нормальному розряді), а безрозмірні величини - знаком «тільда»:

					БР. 6.050802.051.12 ПЗ	Апк
ЗМН	Апк	№ локум	Пілпис	Дата		42

$$\tilde{V} = \frac{v_K}{v_H}, \tilde{E} = \frac{E_K/p}{E_H/p}, \tilde{d} = \frac{pd}{(pd)_H}, \tilde{j} = \frac{j}{j_H} \quad (2.10)$$

Масштаб щільності струму визначається з урахуванням законів подібності:

$$\frac{j_H}{p^2} = \frac{(1+\mu)(\mu+p)V_H^2}{4\pi(pd)_H^3} = \frac{(1+\gamma)(\mu+p)V_H^2}{9 \cdot 10^{11} \cdot 4\pi(pd)_H^3} \frac{A}{\text{см}^2 \text{торп}^2} \quad (2.11)$$

Параметричні зв'язку величин через параметр  $\tilde{d}$  мають вигляд

$$\tilde{V} = \frac{\tilde{d}}{1+\ln \tilde{d}}, \tilde{E} = \frac{1}{1+\ln \tilde{d}}, \tilde{j} = \frac{1}{\tilde{d}(1+\ln \tilde{d})^2} \quad (2.12)$$

Залежності  $\tilde{F}$ ,  $\tilde{E}$  і  $\tilde{d}$  від  $\tilde{j}$ , висловлювані цими формулами, показані на рис. 2.3. Крива  $V(\tilde{j})$  дає «вольт-амперну» характеристику катодного шару. Лапки поставлені тому, що аргументом служить не струм, а його щільність.

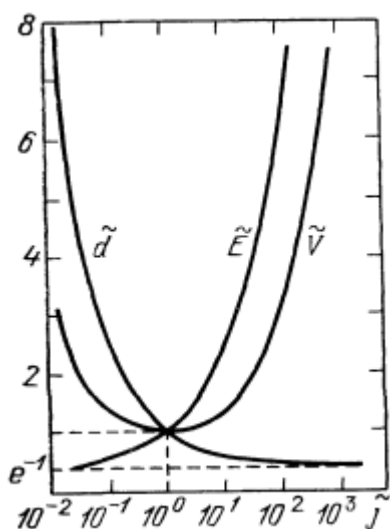


Рис. 2.3 Катодне падіння потенціалу, поле на катоді і товщина катодного шару в залежності від щільності струму в безрозмірних змінних

Формально по (2.12) і рис. 2.3 при зменшенні  $j$  від  $j_n V_k$  і  $d$  зростають, а  $E_k$  падає. Коли товщина шару  $d$  виростає до розмірів проміжку  $L$ , рішення (2.12) змикається з рішенням  $j$  по (2.11). Здавалося б, простежено еволюцію між темним розрядом і тліючим.

Досвід з певністю показує, що нічого подібного не відбувається. Падаюча гілка кривої  $V(j)$ , лівіше точки  $\tilde{j} = 1$ ,  $j = j_n$ , не реалізується. При струмах  $I$ , менших  $S_k j_n$ , де  $S_k$  - площа катода, встановлюється режим, який відповідає точці мінімуму «ВАХ» катодного шару. Так виходить і при варіюванні струму, і коли  $\varepsilon$  і  $\Omega$  такі, що після запалювання стан потрапляє в область DE на рис. 2.1. На катоді автоматично загоряється пляма такої площі  $S$ , щоб щільність струму в ньому становила  $j_n = I/S$ , а катодне падіння- $V_n$ .

ВАХ реального розряду не має нічого спільного з лівої гілкою рис. 2.3 (як було б, якби струм йшов через весь катод). Напруга на розряді при не повніст зайнятому катоді не залежить від струму і перевищує  $V_H$  на величину падіння в позитивному стовпі. Якщо останнє незначне (низький тиск, коротка трубка), напруга на електродах майже не відрізняється від  $V_H$ . Такий тліючий розряд називається нормальним, так само називаються відповідні значення катодного падіння і щільності струму.

Теоретичні значення  $V_H$ ,  $j_H$ ,  $(pd)_H$  декілька залежать від тих припущень про профіль  $E(x)$ , які були закладені в розрахунок. У найпростішому наближенні  $V_H$  і  $(pd)_H$  в точності збігаються з параметрами мінімуму кривої Пашена  $V_{min}$ ,  $(pd)_{min}$ , а  $j_H$  надається формулою (2.11). У розрахунку Енгеля та Штеенбека з апроксимацією виходить  $V_H = 1,1V_{min}$ ,  $(pd)_H = 1,4(pd)_{min}$ , а  $j_H$  в 1,8 рази більше значення, отриманого з (2.11). Будь-яка розумна теорія, так само каки досвід, дають для нормальних катодного падіння і товщини шару

Таблиця 2.1. Нормальне катодне падіння  $V_H$  [В] [16]

Катод	Повітря	Ar	He	H <sub>2</sub>	Hg	Ne	N <sub>2</sub>	O <sub>2</sub>	CO	CO <sub>2</sub>
Al	229	110	140	170	245	120	180	311	-	-
Ag	280	130	162	216	318	150	233	—	—	—
Au	285	130	165	247	—	158	233	—	—	—
Bi	272	136	137	240	—	—	210	—	—	—
C	—	—	—	240	475	—	—	—	526	—
Cu	370	130	177	214	447	220	208	—	484	460
Fe	269	165	150	250	298	150	215	290	—	—
Hg	—	—	142	—	340	—	226	—	—	—
K	180	64	59	94	—	68	170	—	484	460
Mg	224	119	125	153	—	94	188	310	—	—
Na	200	—	80	185	—	75	178	—	—	—
Ni	226	131	158	211	275	140	197	—	—	—
Pb	207	124	177	223	—	172	210	—	—	—
Pt	277	131	165	276	340	152	216	364	490	475
W	—	—	—	—	305	125	—	—	—	—
Zn	277	119	143	184	—	—	216	354	480	410
Скло	310	—	—	260	—	—	—	—	—	—

значення більш або менш близькі до  $E_{\min}$ ,  $(pd)_{\min}$  пробою плоского розрядного проміжку в той же газ при тому ж матеріалі катода.

Таблиця 2.2. Нормальна товщина катодного шару  $(pd)_n$  [торр см] при кімнатній температурі [16]

Катод	Повітря	Ar	H <sub>2</sub>	He	Hg	N <sub>2</sub>	Ne	O <sub>2</sub>
Al	0,25	0,29	0,72	1,32	0,33	0,31	0,64	0,24
C	—	—	0,9	—	0,69	—	—	—
Cu	0,23	—	0,8	—	0,6	—	—	—
Fe	0,52	0,33	0,9	4,30	0,31	0,42	0,72	0,31
Mg	—	—	0,61	1,45	—	0,35	—	0,25
Hg	—	—	0,9	—	—	—	—	—
Ni	—	—	0,9	—	—	—	—	—
Pb	—	—	0,84	—	—	—	—	—
Pt	—	—	5,0	—	—	—	—	—
Zn	—	—	0,8	—	—	—	—	—
Скло	0,3	-	0,8	—	—	—	-	—

Таблиця 2.3. Нормальна щільність струму  $j_n$  [мкА/(см<sup>2</sup> торр<sup>2</sup>)] при кімнатній температурі [17]

Катод	Повітря	Ar	H <sub>2</sub>	He	Hg	N <sub>2</sub>	O <sub>2</sub>	Ne
Al	330	—	90	—	4	—	—	—
Au	570	—	110	—	—	—	—	—
Cu	240	—	64	—	15	—	—	—
Fe,Ni	—	160	72	2	8	400	—	6
Mg	—	20	—	3	—	—	—	5
Pt	—	150	90	5	—	380	550	18
Скло	40	—	80	—	—	—	—	—

**Аномальний розряд.** Коли заповнюється весь катод, подальше збільшення струму неминує супроводжується зростанням його щільності на катоді. Такому аномальному розряду відповідає права гілка кривої  $\tilde{V}$  (у) Рис.2.3, яка тепер і насправді описує ВАХ шару і розряду без позитивного стовпа, бо  $I = \text{const } j = S_k j$ . Теоретична крива узгоджується з експериментом (область EF на рис. 2.1). Асимптотично (при  $\tilde{j} \rightarrow \infty$ ) товщина катодного шару зменшується до кінцевого значення  $\tilde{d} = e^{-1} = 0,37$ ,  $\tilde{V}$  і  $E$  ростуть як  $\tilde{j}^{1/2}$ . Реально при катодних падіннях близько 10 кВ і щільностях

струму порядку  $10 \cdot 10^2$  А/см<sup>2</sup> катод сильно розігрівається і відбувається перехід в дугу

**В якому діапазоні струмів існує нормальний розряд.** Темний розряд займає весь катод, так само як і нормальний на верхній межі свого існування. Тому від області переходу між темним і нормальним до точки переходу від нормального до аномального струм збільшується приблизно в  $j_n/j_L$  разів. За формулою (2.3)  $j_n/j_L \approx \tilde{L}(1 + \ln \tilde{L})^2$ , де  $\tilde{L} = pL/(pd)_n$ . Стало бути, діапазон струмів в нормальному режимі (в області DE рис. 2.1) тим більший, чим вищий тиск і довша трубка.

**Піднормальний розряд.** Ця перехідна область між тліючим і темним розрядами, (але ближча до нормальному), відповідає настільки слабким струмам, що розміри «квазінормальної» катодної плями можна порівнянними з товщиною катодного шару. Відхід зарядів в бічному напрямку погіршує умови для розмноження, і необхідна для самопідтримки розряду напруга на шарі виявляється підвищено у порівнянні з нормальним.

**Ускладнений розряд.** Він виникає при малих міжелектродних відстанях  $L$  і дуже низькому тиску, коли значення  $pL$  виявляється менше товщини нормального шару  $(pd)_n$ . Такі умови, грубо кажучи, відповідають лівій гілці кривої Пашена, де  $V > V_{min}$ . Для «нормального» розмноження не вистачає місця, і доводиться підвищувати напругу в порівнянні з нормальним. Якщо цього не зробити, розряд гасне.

**Нормальний розряд і принцип мінімуму потужності.** Чому на незаповненому катоді струм займає таку площу, щоб щільність його була незмінною? По суті, це питання зводиться до фізичного обґрунтування постулату теорії Енгеля і Штеенбека про реалізацію в нормальному розряді мінімально можливого катодного падіння. Саме таке припущення добре пояснює експериментальні факти. Чому не спостерігаються стани з щільністю струму на катоді менше нормальної, роз'яснили ще творці теорії [14]. Стани ці нестійкі, оскільки відносяться до падаючої гілки кривої  $V_k(j)$  рис. 2.3 (розрядам з падаючою ВАХ взагалі властива поява нестійких станів).

					БР. 6.050802.051.12 ПЗ	Апк
ЗМН	Апк	№ локум	Пілпис	Дата		46

Дійсно, якщо на якійсь ділянці поверхні катодного шару виникає флуктуація  $\delta j > 0$ , для підтримки струму  $j + \delta j$  знадобиться менше напруги, ніж є насправді, почне розвиватися іонізація і  $j$  зростатиме. При  $\delta j < 0$  фактична напруга виявиться менше необхідної, винесення зарядів з шару перевищить народження і щільність струму впаде ще сильніше.

Але в цьому сенсі стани з  $j > j_n$  на зростаючій гілці ВАХ цілком стійкі. Тим часом, на незаповненому катоді ніколи не виникає «аномальних» катодних плям з щільністю струму більше нормальної. Треба припускати, нестабільною виявляється сусідня безструмова область. Але як все відбувається і що стабілізує кордон нормального катодного плями?

Двадцять років по тому Енгель [15], що не повертаючись до аргументів про стійкість, говорив про незрозумілість явища і апелював до «принципу мінімуму потужності». Останній залишив помітний слід у фізиці розряду, до нього іноді звертаються і понині, і па ньому варто зупинитися докладніше

В обсязі катодного шару виділяється потужність

$$P_K = S \int_0^d j E dx = S_j V_K(j) = V_K(j) \quad (2.12)$$

Якщо варіювати площу  $S$ , зберігаючи повний струм  $I$ , потужність виявляється мінімальною якраз при нормальній щільності струму, коли  $V_K(j) = \min$ . Існують і інші явища в газовому розряді, коли реалізуються саме такі стани, які вимагають найменших напруг і (або) потужностей.

## 2.5 Позитивний стовп

**Його призначення; причинні зв'язки.** Позитивний стовп замикає електричне коло в просторі між катодним шаром і анодом, і лише в цьому заключається його функція. Стан плазми в достатньо довгому стовпі зовсім не залежить від того, що відбувається в приелектронних областях. Воно визначається місцевими процесами і значенням пропускового струму. Неминучі втрати носіїв струму в стовпі електронів у стаціонарному режимі повинні поповнюватись іонізацією. Оскільки швидкість іонізації через

					БР. 6.050802.051.12 ПЗ	Апк
ЗМН	Апк	№ локум	Пілпис	Дата		47

залежність від електронного спектру залежить від поля, причому досить різко, це фіксує значення поля  $E$ , яке необхідне для підтримки стаціонарної плазми. Цим і визначаються повздовжній градієнт потенціалу і падіння напруги в однородному стовпі данної довжини. Якщо спектр максвеловський, то описаний зв'язок можна розділити на дві причинні ланки:

1. Вимога компенсації втрат іонізацією показує, якою температурою  $T_e$  повинні володіти електрони.
2. Поле має забезпечити електрони належною енергією. Зв'язок  $E$  і  $T_e$  впливає із умови балансу електронної енергії. Газова температура  $T$  визначається балансом енергії газу вцілому. У позитивному стовпі тліючого розряду  $T_e \gg T$ .

Процеси народження і загибелі електронів в стовпі розігруються на тлі їх безперервної зміни в результаті дрейфового руху від катода до анода. Не можна сказати, щоб в стовпі тліючого розряду народжувалася значна частина носіїв струму. Швидше навпаки, більшість електронів, що досягають анода, надходить в стовп ззовні, з катодних областей. Імовірність їм загинути по дорозі невелика, за винятком випадків якихось надмірно великих відстаней між електродами.

**Чому ступінь іонізації в слабоіонізованій газорозрядній плазмі сильно нерівноважний.** У дифузному позитивному стовпі тліючого розряду (дифузним називають стовп, не контрагований, що заповнює весь перетин трубки) щільності електронів мають порядки  $n_e \sim 10^8 - 10^{11}$ , максимум  $10^{12} \text{ см}^{-3}$ . При  $p \sim 1 - 10$  торр,  $N \sim 3 \cdot 10^{16} - 10^{17} \text{ см}^{-3}$  ступені іонізації газу становлять  $10^{-8} - 10^{-7}$ . Тим часом, фактичним електронним температурам  $T_e \approx 1 - 3$  еВ відповідають термодинамічно рівноважні ступеня іонізації  $10^{-2} - 1$ . Причина такої невідповідності полягає в тому, що різко порушена найперша вимога, яке обумовлює досягнення термодинамічної рівноваги: в головних реакціях прямі і зворотні процеси повинні бути врівноважені.

У тліючому розряді атоми іонізуються переважно електронними ударами, часто - з основного стану. Гинуть же заряди в холодному розрідженому газі на стінках або шляхом дисоціативної рекомбінації. При  $n_e < 10^{10} \text{ см}^{-3}$  частота

					БР. 6.050802.051.12 ПЗ	Апк
ЗМН	Апк	№ локум	Пілпис	Дата		48



дифузійних втрат  $v_{da} \sim 10^3 \text{ с}^{-1}$ . Поле та електронна температура, підлаштовуючись до втрат, забезпечують таку ж швидкість іонізації. Але рекомбінація в потрібних зіткненнях із захопленням електрона в основний стан атома, яка обернена процесу іонізації, дає в цьому випадку частоту загибелі  $10^{-10} \text{ с}^{-1}$ . Це на 13 порядків менше! Швидкій загибелі, що відбувається (дифузійній, дисоціативній) не протиставлені відповідні зворотні процеси іонізації. Так асоціативна іонізація не відбувається, якщо газ холодний і не збуджений. Тому щільність електронів і не виростає.

Інша справа - щільна, сильноіонізована рівноважна плазма. Там дифузія і дисоціативна рекомбінація не істотні, тому що газ щільний, гарячий, мало. Щільність зарядів велика, і переважає ударно-радіаційна рекомбінація з захопленням електронів на верхні рівні. Іонізуються атоми в результаті зворотного їй процесу - ступінчастої іонізації зі збуджених станів. Так досягається термодинамічно рівноважна іонізація.

## 2.6. Перехідна область між катодним шаром і однорідним позитивним стовпом

Маються на увазі області негативного світіння і темного простору Фарадея

**Визначальна роль енергійних електронів, що надходять з катодного шару.** Витрачаючи енергію на збудження і іонізацію газу, енергійні електрони викликають інтенсивне світіння і створюють різко підвищену іонізацію в області, де немає достатнього для того електричного поля. Підвищена іонізація зі свого боку є причиною різкого ослаблення поля, бо в одновимірному стаціонарному розряді щільність струму вздовж напрямку його протікання залишається незмінною (це справедливо для розряду в трубці). Значить, в рамках часто виправдовується припущення про постійну рухливості  $\mu_e n_e E = const$ . Звідси поле  $E$  в точці  $n_{emax}$  слабніше, ніж в позитивному стовпі, де  $n_e$  менше.

Роль нелокальних ефектів, які призводять до появи потужного джерела електронів, не обумовленого дією місцевого поля, виступає особливо

					БР. 6.050802.051.12 ПЗ	Апк
ЗМН	Апк	№ локум	Пілпис	Дата		49

виразно, якщо поцікавитись, що було б, якби потужність джерел всюди монотонно зменшувалася при зменшенні поля, як у випадку іонізуючої з рівноважним таунсендським коефіцієнтом. Поле монотонно зменшується від катода до значення, відповідного позитивному стовпу, а  $n_e$  теж монотонно зростає. Виходить безпосередній перехід від катодного шару до позитивного стовпа без області провалу поля. Можна сказати, що без потоку енергійних електронів за межі шару з сильним полем, тобто при відсутності нелокальних ефектів, не було б простору фарадея.

**Неоднорідний плазмовий стовп.** При складній геометрії розрядного об'єму, складній конфігурації електродів, в присутності швидкого поперечного газового потоку, коли він зносить і викривляє струмовий канал, а такі умови зустрічаються в сучасних потужних лазерах, плазмовий стовп між електродами може виявитися вельми неоднорідним, хоча і в достатній мірі електронеутральним.

Неоднорідний плазмовий стовп утворюється і між плоскими електродами при не занадто великих  $pL < 10$  торр·см, коли не вистачає місця для формування однорідного стовпа, розглянутого вище. При цьому може спостерігатися різкий дисбаланс між народженням і втратами електронів у плазмі. Так, іонізація у стовпі, в загальному незначна, все одно виявляється набагато більш сильнішою, ніж рекомбінаційні і дифузійні втрати. Те ж саме показав одновимірний розрахунок, де втрати і дифузія взагалі не прийняті до уваги, а за результатами розрахунку - малі. Плазмова зона в коротких (в сенсі  $pL$ ) проміжках не є прообразом «позитивного стовпа», якщо під останнім розуміти область, де підтримується локальна рівновага між народженням і смертю зарядів.

## 2.7. Анодний шар

**Народження іонів.** Оскільки анод не емітує і відштовхує позитивні іони, біля самої поверхні металу їх немає. Між анодом і електронеутральною плазмою позитивного стовпа є шар негативного об'ємного заряду, в якому

					БР. 6.050802.051.12 ПЗ	Апк
Змн	Апк	№ локум	Пілпис	Дата		50

поле зменшується в напрямку від анода до стовпа. Щільність електричного струму змінюється в шарі на незначну величину ( $\mu_+/\mu_e$ ). А щільність іонного виростає від нуля до  $j_{+e} = (\mu_+/\mu_e)$  в плазмі. Іонний струм, втікаючий у позитивний стовп, утворюється в результаті народження зарядів в анодному шарі, причому для цього електрону досить зробити незначне число іонізації  $\mu_+/\mu_e$ . Справді,

$$dj_+/dx = \alpha j_e \approx \alpha j, j_{+c} \approx j \int \alpha dx, \int \alpha dx = \mu_+/\mu_e \quad (2.13)$$

Це число на три порядки менше числа поколінь електронів, які народжуються в катодному шарі. Тому анодне падіння потенціалу набагато менше катодного.

## ВИСНОВОК ДО РОЗДІЛУ 2

У цьому розділі детально описна тліючий розряд, який у наступному розділі буде використовуватись для генерування плазми.

Аби ефективність покриття крила плазмою була високою, тліючий розряд має підтримуватись у аномальному режимі.

					БР. 6.050802.051.12 ПЗ	Арк
ЗМН	Арк	№ локум	Пілпис	Дата		51

### РОЗДІЛ 3. МОДЕЛЮВАННЯ ТЛІЮЧОГО РОЗРЯДУ. СТВОРЕННЯ ПЛАЗМИ

Тліючі розряди в режимі низького тиску давно використовуються для газових лазерів і люмінесцентних ламп. Такі розряди є привабливими для дослідження, оскільки рішення є незалежним від часу. У даній моделі використаємо розділ плазми для аналізу позитивного стовпа. Розряд підтримується емісією вторинних електронів на катоді.

#### Визначення моделі

Розряд складається з двох електродів - одного під живленням (анод) та одного заземленого (катод). Позитивний стовп з'єднаний із зовнішнім контуром:



Рис.3.1 Схема розряду та зовнішнього кола

Щільність електронів та середню енергію електронів обчислюють шляхом розв'язання пари рівнянь дрейфу і дифузії для електронної густини і середньої енергії електронів. Конвекція електронів внаслідок руху рідини не враховується.

$$\frac{\partial}{\partial t}(n_e) + \nabla \cdot [-n_e(\mu_e \cdot E) - D_e \cdot \nabla n_e] = R_e \quad (3.1)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(n_\varepsilon) + \nabla \cdot [-n_e(\mu_e \cdot E) - D_e \cdot \nabla n_e] + E \cdot \Gamma_e = R_\varepsilon \quad (3.2)$$

де:

$$\Gamma_e = -(\mu_e \cdot E)n_e - D_e \cdot \nabla n_e \quad (3.3)$$

Джерело електронів  $R_e$  та втрати енергії, зумовлені непружними зіткненнями  $R_\varepsilon$ , визначені пізніше. Дифузійність електронів обчислюється за допомогою рівняння рухливості електронів:

$$D_e = \mu_e T_e, \mu_e = \left(\frac{5}{3}\right) \mu_e, D_\varepsilon = \mu_\varepsilon T_e \quad (3.4)$$

Коефіцієнти джерела в наведених вище рівняннях визначаються хімією плазми з використанням коефіцієнтів швидкості. Припустимо, що існує  $M$  реакцій, які сприяють зростанню або зменшенню електронної щільності і  $P$  непружних електронно-нейтральних зіткнень. У загальному випадку  $P \gg M$ . У разі коефіцієнтів швидкості член електронного джерела визначається як:

$$R_e = \sum_{j=1}^M x_j k_j N_j n_e \quad (3.5)$$

де  $x_j$  - молярна частка цільових часток для реакції  $j$ ,  $k_j$  - коефіцієнт швидкості для реакції  $j$  ( $\text{м}^3/\text{с}$ ), а  $N_n$  - загальна щільність нейтральних чисел ( $1/\text{м}^3$ ). Для розрядів постійного струму краще використовувати коефіцієнти Таунсенда замість коефіцієнтів швидкості для визначення швидкостей реакції. Коефіцієнти Таунсенда дають кращий опис того, що відбувається в області падіння катода. Коли використовуються коефіцієнти Таунсенда, термін джерела електронів дається виразом:

$$R_e = \sum_{j=1}^M x_j \alpha_j N_n |\Gamma_e| \quad (3.6)$$

де  $\alpha_j$  - коефіцієнт Таунсенда для реакції  $j$  ( $\text{м}^2$ ), а  $\Gamma_e$  - потік електронів, як визначено вище ( $1/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$ ). Коефіцієнти Таунсенда можуть підвищити стабільність чисельної схеми, коли потік електронів управляється полем, як у випадку розрядів постійного струму. Втрати енергії електронів отримують підсумовуванням втрат енергії зіткнень по всіх реакціях:

$$R_\varepsilon = \sum_{j=1}^P x_j k_j N_n n_e \Delta \varepsilon_j \quad (3.7)$$

де  $\Delta \varepsilon_j$  - втрата енергії в результаті реакції  $j$  (V). Коефіцієнти швидкості можуть бути обчислені з даних поперечного перерізу наступним інтегралом:

$$k_k = \mu \int_0^\infty \varepsilon \sigma_k(\varepsilon) f(\varepsilon) d\varepsilon \quad (3.8)$$

де  $\gamma = (2q/m_e)^{1/2} (C^{1/2}/\text{кг}^{1/2})$ ,  $m_e$  - маса електрона (кг),  $\varepsilon$  - енергія (V),  $\sigma_k$  - перетин зіткнення ( $\text{м}^2$ ), а  $f$  - це функція розподілу електронів по енергії. У цьому випадку передбачається максвеллівська функція розподілу енергії

					БР. 6.050802.051.12 ПЗ	Апк
ЗМН	Апк	№ локум	Пілпис	Дата		53

електронів. Коли використовуються коефіцієнти Таунсенда, втрати енергії електронів приймаються як:

$$R_{\varepsilon} = \sum_{j=1}^P x_j \alpha_j N_n |\Gamma_e| \Delta \varepsilon_j \quad (3.9)$$

Для неелектронних видів вирішується наступне рівняння для масової частки кожного виду:

$$\rho \frac{\partial}{\partial t} (w_k) + \rho (u \cdot \nabla) w_k = \nabla \cdot j_k + R_k \quad (3.10)$$

Електростатичне поле обчислюється з використанням наступного рівняння:

$$-\nabla \cdot \varepsilon_0 \varepsilon_r \nabla V = \rho \quad (3.11)$$

Щільність об'ємного заряду  $\rho$  автоматично розраховується на основі хімії плазми, зазначеної в моделі, за формулою:

$$\rho = q (\sum_{k=1}^N Z_k n_k - n_e) \quad (3.12)$$

## ГРАНИЧНІ УМОВИ

Формули граничних умов, використані для розрахунку:

$$r = k_s^f \prod_{k=1}^Q c_k^v \quad (3.13)$$

$$k_s^f = \left( \frac{\gamma_f}{1 - \gamma_f/2} \right) \frac{\Pi \sigma_j^v}{(\Gamma_{tot})^m} \frac{1}{4} \sqrt{\frac{8RT}{\pi M_w}} \quad (3.14)$$

На відміну від ВЧ-розрядів, механізмом підтримування розряду є емісія вторинних електронів з катода. Електрон випромінюється з поверхні катода з певною імовірністю при ударі іоном. Потім ці електрони прискорюються сильним електричним полем, близьким до катода, де вони набувають енергію достатню для іонізації. Результатом є швидке збільшення щільності електронів, в області поблизу катода, часто відомій як катодне падіння або темний простір Крукса. Електрони втрачаються до стіни внаслідок випадкового руху в межах кількох вільних пробігів стінки і з'являються за рахунок ефектів вторинної емісії, що призводить до наступної граничної умови для потоку електронів:

$$n \cdot \Gamma_e = \left( \frac{1}{2} v_{e,th} n_e \right) - \sum_p \mu_p (\Gamma_p \cdot n) \quad (3.15)$$

					БР. 6.050802.051.12 ПЗ	Апк
ЗМН	Апк	№ локум	Пілпис	Дата		54

І енергія потоку електронів:

$$n \cdot \Gamma_{\varepsilon} = \left( \frac{5}{6} v_{e,th} n_e \right) - \sum_p \varepsilon_p \gamma_p (\Gamma_p \cdot n) \quad (3.16)$$

Другий доданок в правій частині рівняння 1 є збільшення кількості електронів внаслідок ефектів вторинної емісії, де  $\gamma_p$  - коефіцієнт вторинної емісії. Другий доданок в рівнянні 2 - це потік енергії вторинної емісії,  $\varepsilon_p$  - середня енергія вторинних електронів. Для важких частинок іони губляться на стінці через поверхневі реакції і факт того, що електричне поле направлено на стінку:

$$n \cdot j_k = M_w R_k + M_w c_k Z \mu_k (E \cdot n) [Z \mu_k (E \cdot n) > 0] \quad (3.17)$$

## ХІМІЯ ПЛАЗМИ

Аргон є одним з найпростіших механізмів, які можна реалізувати при низьких тисках. Електронно збуджені стани можуть бути об'єднані в один вид, що призводить до хімічного механізму, що складається тільки з 3 видів і 7 реакцій:

Таблиця 1: Таблиця зіткнень і змодельованих реакцій

реакція	формула	тип	$\Delta\varepsilon(\text{eV})$
1	$e + \text{Ar} \Rightarrow e + \text{Ar}$	Пружний	0
2	$e + \text{Ar} \Rightarrow e + \text{Ar}^*$	Збудження	11,5
3	$e + \text{Ar}^* \Rightarrow e + \text{Ar}$		-11,5
4	$e + \text{Ar} \Rightarrow 2e + \text{Ar}^+$	Іонізація	15,8
5	$e + \text{Ar}^* \Rightarrow 2e + \text{Ar}^+$		4,24
6	$\text{Ar} + \text{Ar}^* \Rightarrow e + \text{Ar} + \text{Ar}^+$	Іонізація Пеннінга	-
7	$\text{Ar} + \text{Ar} \Rightarrow \text{Ar} + \text{Ar}$	Метастабільне Гасіння	-

У цьому розряді щільність електронів і щільність збуджених частинок відносно низька, тому ступінчаста іонізація не так важлива, як в розрядах високої щільності. Крім об'ємних реакцій, здійснюються такі поверхневі реакції:

Таблиця 2. Таблиця поверхневих реакцій

Реакція	Формула	Коефіцієнт прилипання
1	$\text{Ars} \Rightarrow \text{Ar}$	1
2	$\text{Ar}^+ \Rightarrow \text{Ar}$	1

Коли метастабільний атом аргону вступає в контакт зі стінкою, він з певною ймовірністю повертається до початкового стану атома аргону (коефіцієнт прилипання).

## Результати

Електричний потенціал, щільність електронів і середня енергія електронів всі представляють інтерес. На рис. 3.1 показана щільність електронів на проміжку від анода до катода посередині трубки. Піки електронної щільності знаходяться в області між падінням катода і позитивним стовпом. Цей регіон іноді називають темним простором Фарадея. Щільність електронів також швидко зменшується в радіальному напрямку. Це викликано дифузійною втратою електронів до зовнішніх стінок, де накопичується поверхневий заряд. Накопичення негативного заряду призводить до позитивного потенціалу в центрі колони щодо стінок.

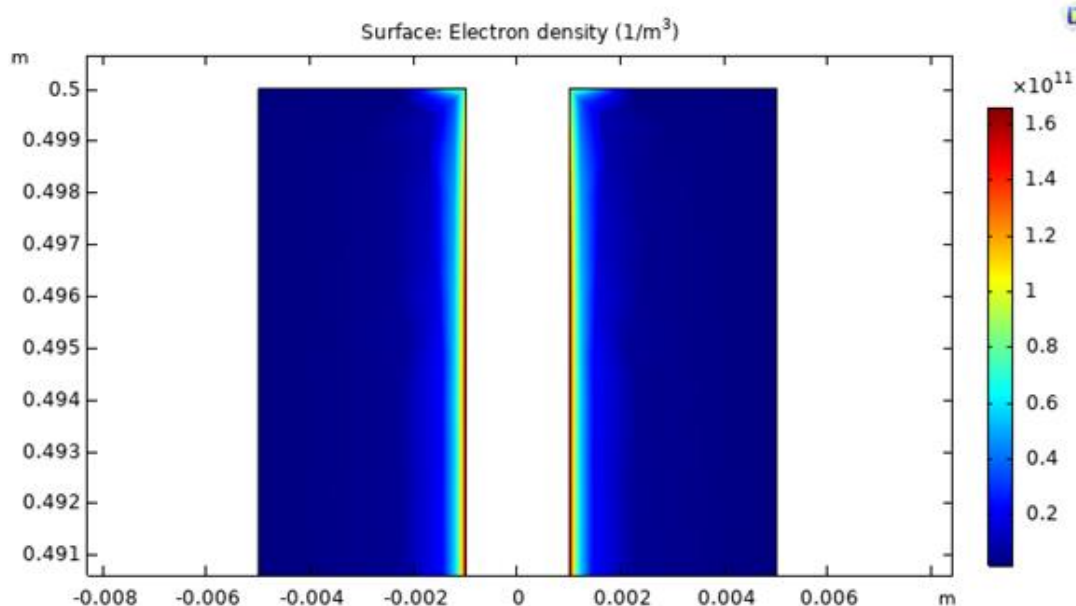


Рис.3.1. Розподіл щільності електронів на радіальному проміжку[1/м³].



Параметри - 1 Торр, 100В,  $\gamma = 0,1$

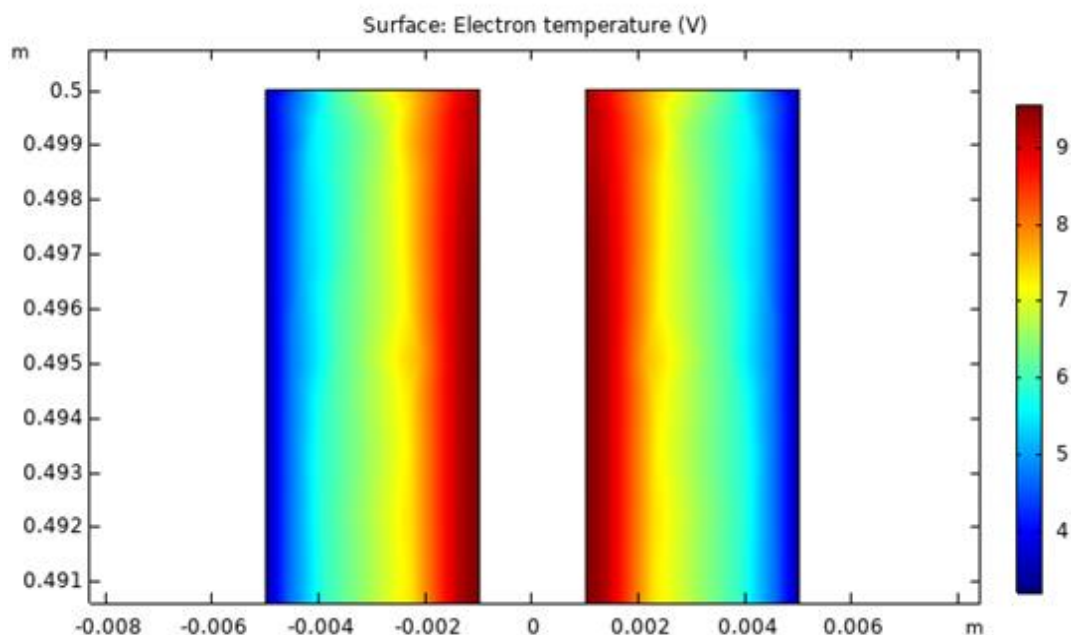


Рис. 3.2. Розподіл електронної температури на радіальному проміжку [В].  
Параметри - 1 Торр, 100В,  $\gamma = 0,1$

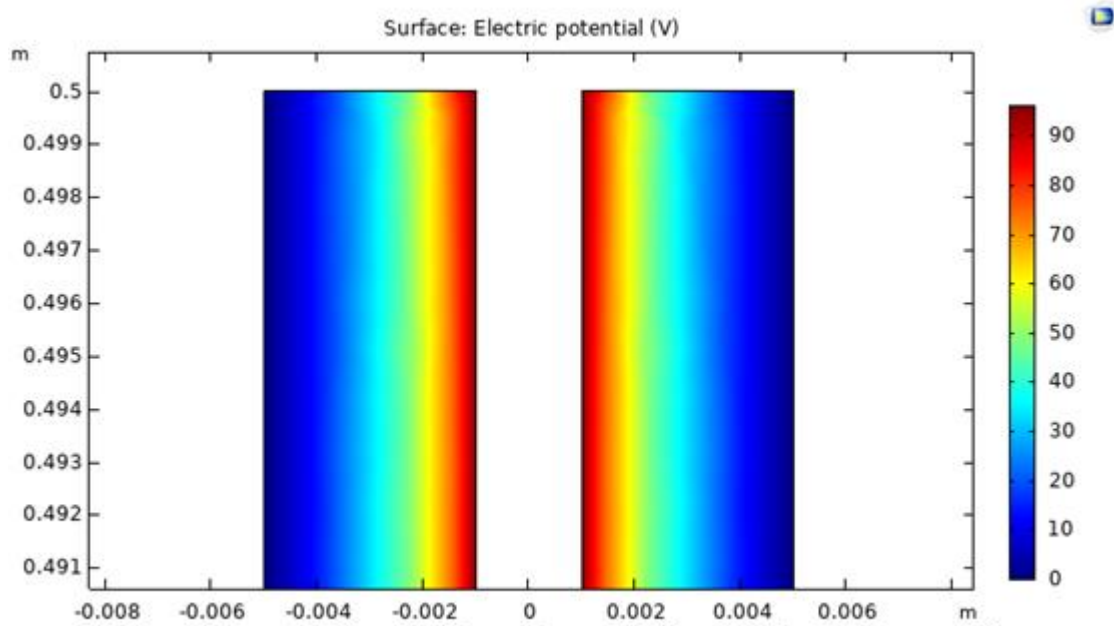


Рис.3.4 Розподіл потенціалу на радіальному проміжку[В].  
Параметри - 1 Торр, 100В,  $\gamma = 0,1$

На рисунку 3.4 електричний потенціал завдано уздовж осьової довжини колони. Сильне електричне поле в катодній області може призвести до

високоенергетичного іонного бомбардування катода. Відбувається нагрівання поверхні катода, що, в свою чергу, може привести до теплової емісії електронів, коли додаткові електрони випускаються з поверхні катода.

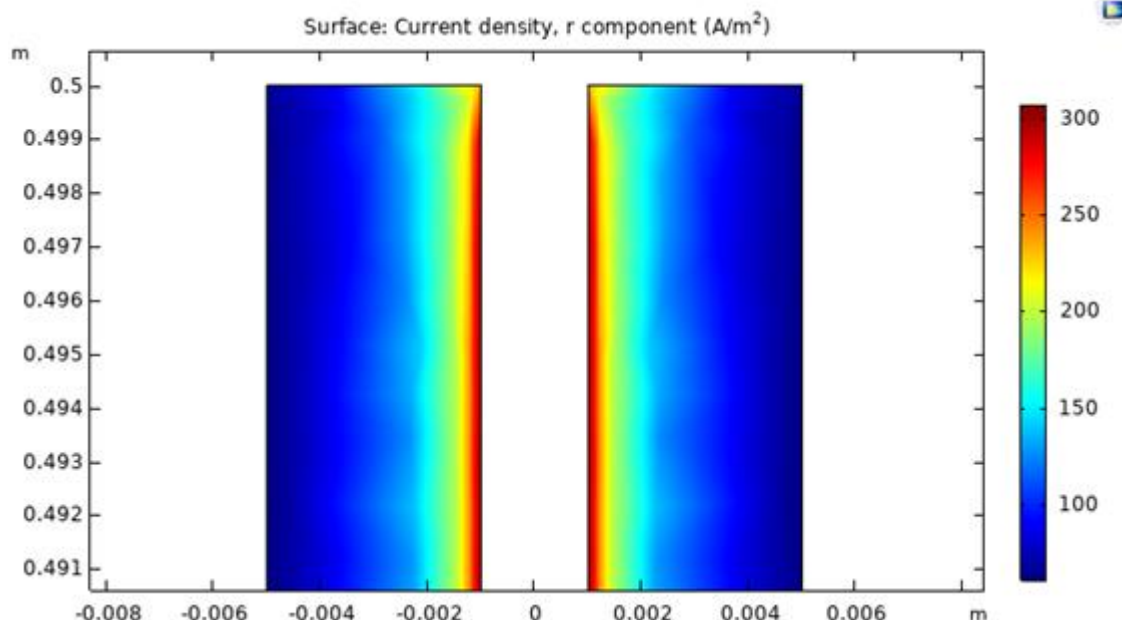


Рис. 3.5. Розподіл щільності струму на радіальному проміжку  $[A/m^2]$

Проведемо дослідження з різними параметрами та порівняємо результати. Усі результати отримані на проміжку від анода до катода посередині трубки.

- 1) Напруга – 100В, будемо змінювати тиск – 1 Торр, 2,5 Торр, 5 Торр

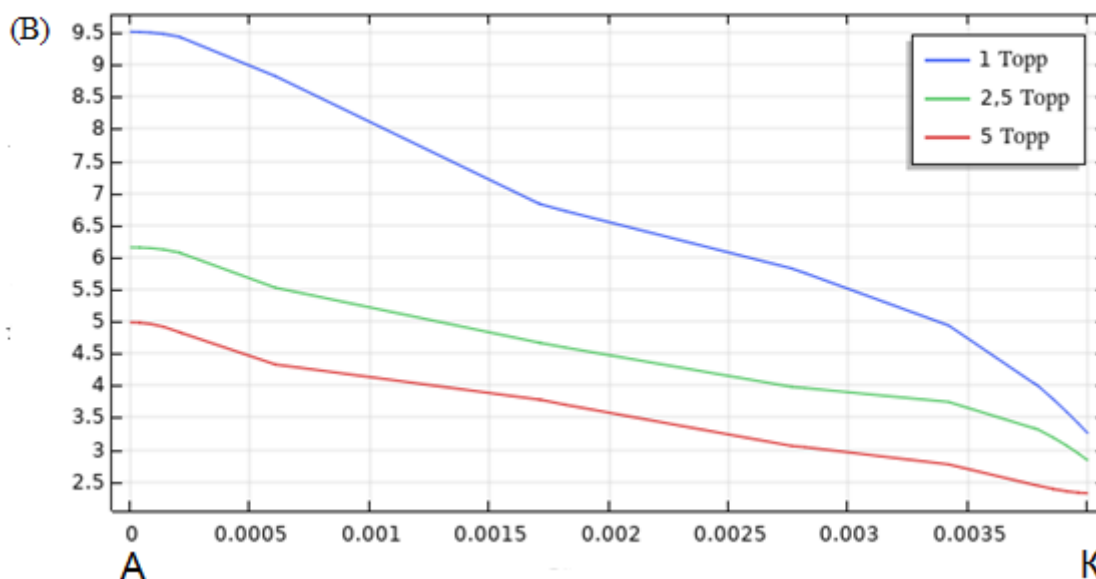


Рис. 3.6. Електронна температура [В]

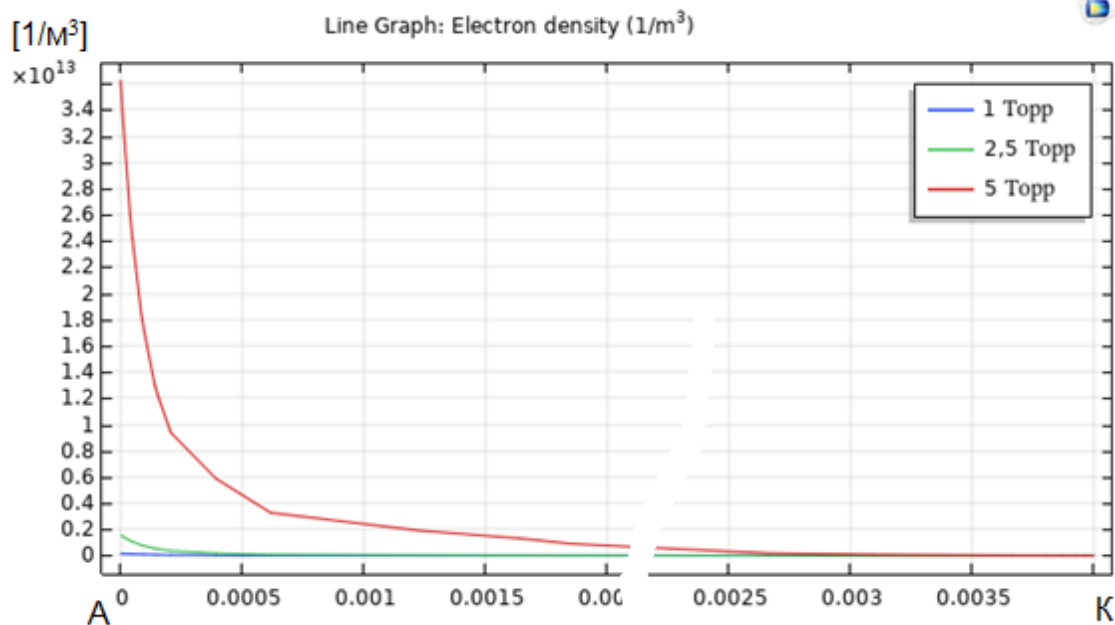


Рис. 3.7. Щільність електронів [ $1/m^3$ ].

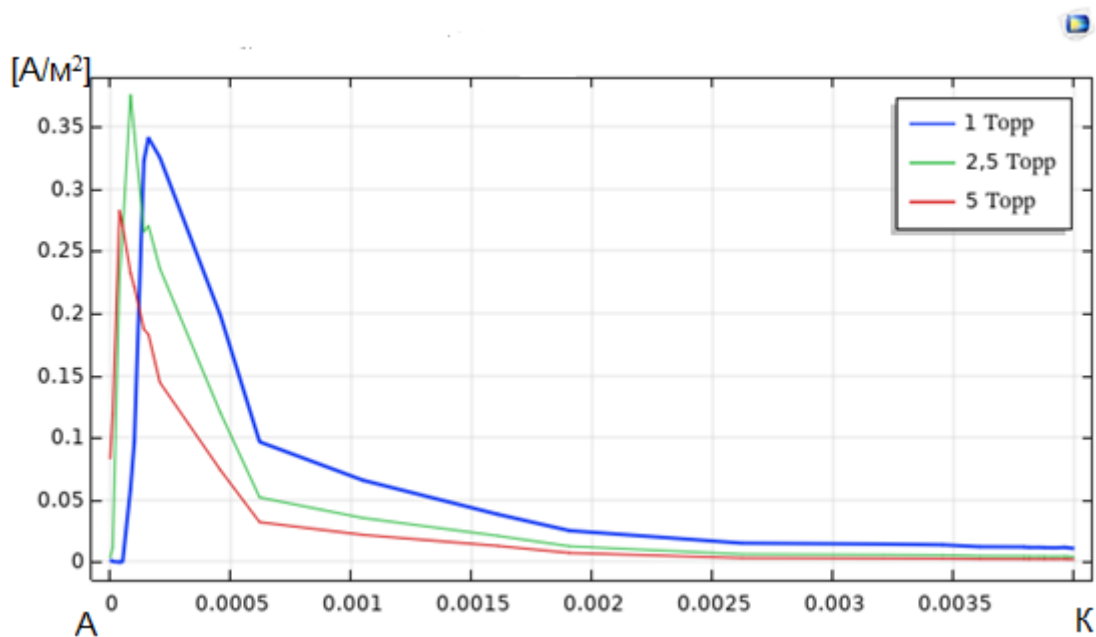


Рис. 3.8. Щільність йонного струму [ $A/m^2$ ]

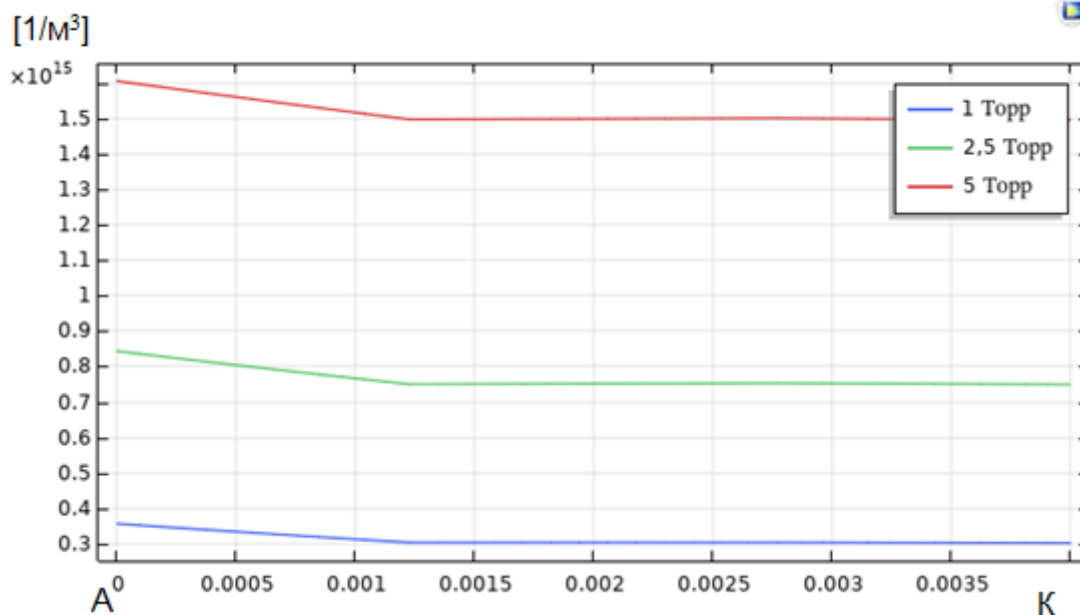


Рис. 3.9. Щільність збудженого аргону [ $1/\text{м}^3$ ]

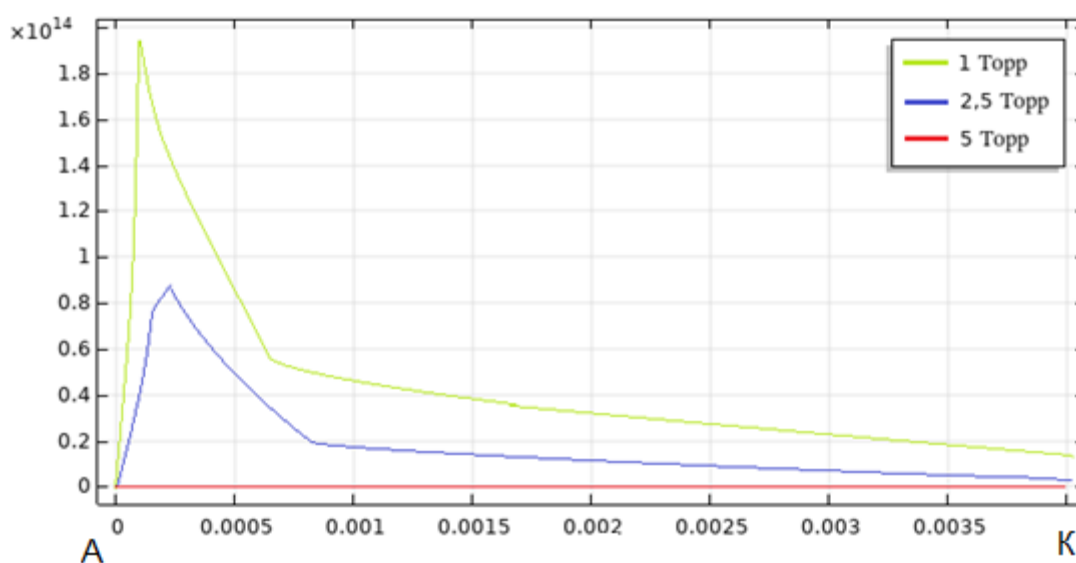


Рис. 3.10. Щільність йонів аргону [ $1/\text{м}^3$ ]

Найбільша температура спостерігається при найменшому тиску 1 Торр,  
Найбільшу щільність електронів маємо при тиску 5 Торр

2) Проведемо розрахунки при незмінному тиску 1 Торр, та напругах –  
100В, 200В, 300В.

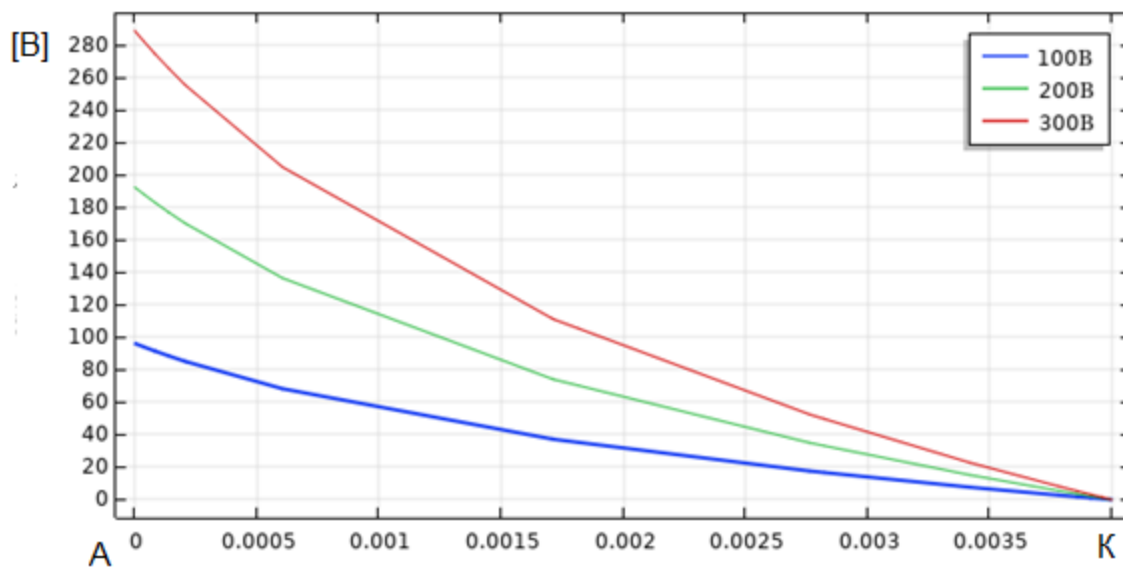


Рис. 3.11. Електричний потенціал [В]

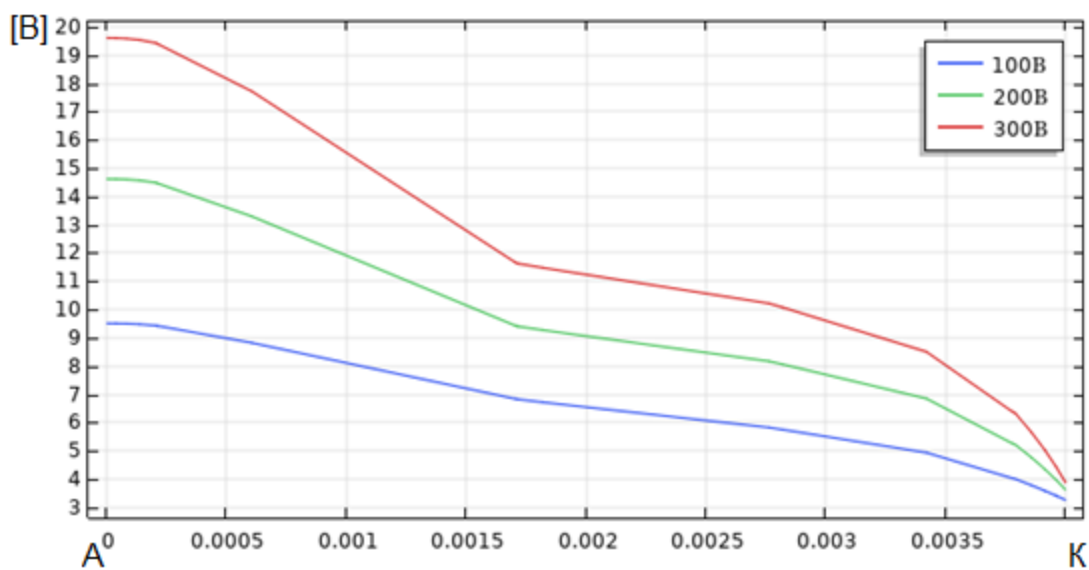


Рис. 3.12. Електронна температура [В]

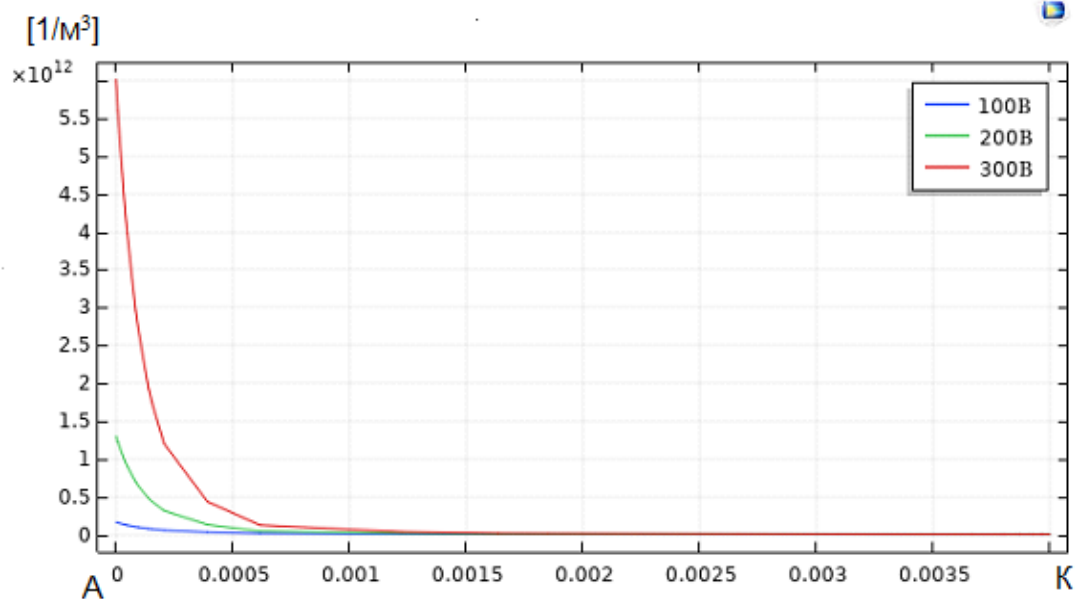


Рис. 3.13. Щільність електронів  $[1/m^3]$

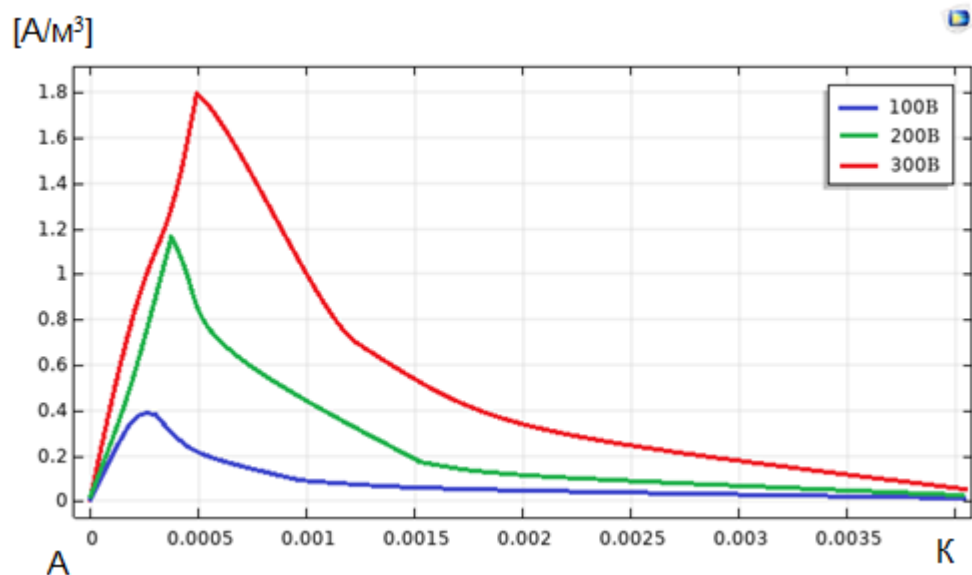


Рис. 3.14. Щільність йонного струму на радіальному проміжку  $[A/m^3]$

Найбільшу температуру та щільність електронів маємо при напрузі 300В.

- 1) Проведемо розрахунки при незмінних напрузі – 100В, тиску – 1 Торр та коефіцієнтах вторинної емісії  $\gamma = 0,05-0,1$ .

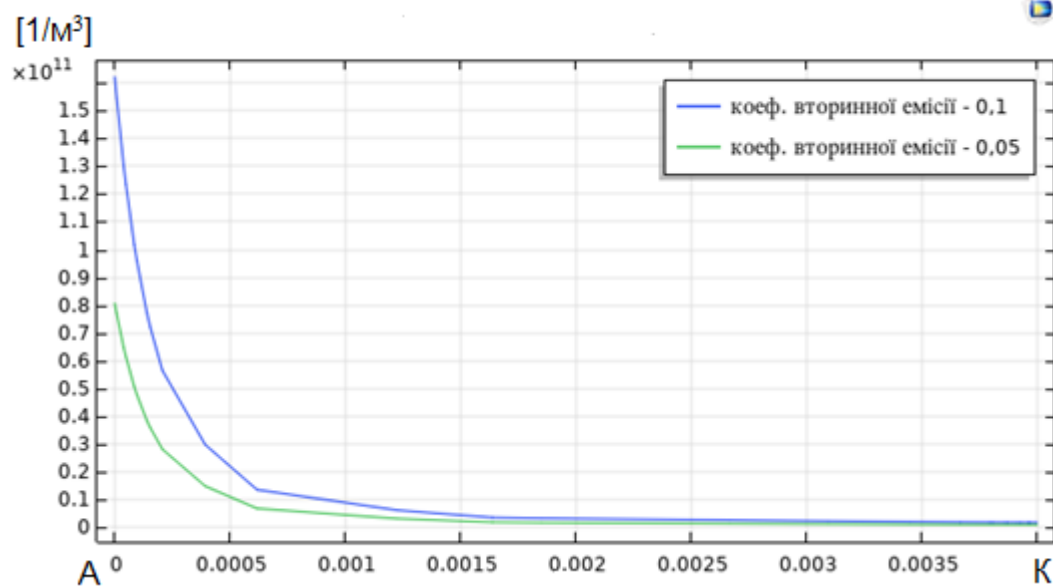


Рис.3.15. Щільність електронів  $[1/m^3]$

### ВИСНОВКИ ДО РОЗДІЛУ 3

У цьому розділі було змодельовано та обраховано тліючий розряд, який використовувався для створення плазми

Для генерації плазми було використано тліючий розряд. Але для того, щоб не зіпсувати аеродинамічні показники крила, генератор має мати малі розміри.

Механізмом підтримування розряду є емісія вторинних електронів з катода. Електрон випромінюється з поверхні катода з певною імовірністю при ударі іоном. Потім ці електрони прискорюються сильним електричним полем, близьким до катода, де вони набувають енергію достатню для іонізації. Результатом є швидке збільшення щільності електронів, в області поблизу катода, часто відомій як катодне падіння або темний простір Крукса. Електрони втрачаються до стіни внаслідок випадкового руху в межах кількох вільних пробігів стінки і з'являються за рахунок ефектів вторинної емісії.

Створена модель дає можливість проводити інші дослідження і розрахунки, які будуть проведені в майбутньому.

					БР. 6.050802.051.12 ПЗ	Анк
Змн	Анк	№ локум	Піппис	Дата		64



## ВИСНОВКИ

В даній дипломній роботі була розглянута літератури по технології СТЕЛС та тліючому розряду. Розглянута концепція для речовин з від'ємним показником заломлення і способи застосування плазми у СТЕЛС технології. Також було детально розглянуто тліючий розряд.

Розроблено генераторв плазми для технології СТЕЛС, у якому для генерації плазми використовується тліючий розряд

В результаті проведеного моделювання було отримано:

- Розподіл щільності електронів
- Розподіл температури
- Розподіл щільностей струму та йонного струму
- Розподіл щільностей збудженого аргону та йонів аргону

Розроблена модель дозволяє проводити безліч досліджень і в подальшому можна покращити ефективність приладу.

					БР. 6.050802.051.12 ПЗ	Анк
ЗМН	Анк	№ локум	Пілпис	Дата		65

## ПЕРЕЛІК ВИКОРИСТАНОЇ НАУКОВО-ТЕХНІЧНОЇ ЛІТЕРАТУРИ

1. Chernyshev S.L., Kurachii A.P., Manuilovich S.V., Rusyuanov D.A., Gamirullin M.D. // ICAS 2014 Proceeding, September 7-14. – 2014. – Paper 2014\_2013. –С. 10.
2. Chernyshev S.L., Gamirullin M.D., Kurachii A.P., Litviniv V.M. // Tsagi Science Journal. -2014 –V.XLV. N6. С. 28-35.
3. Веселаго В.Г. Электродинамика веществ с одновременно отрицательными значениями  $\epsilon$  и  $\mu$  // УФН. – 1967. – Т.92. Вып. 3. – С. 517-526.
4. Пафомов В.Е. К вопросу о переходном излучении и излучении Вавилова-Черенкова // ЖЭТФ. 1959. – Т.36. –Вып.6. –С. 1853-1858.
5. Агранович В.М., Гинзбург В.Л. Кристаллооптика с учетом пространственной дисперсии и теории экситонов. –М.: Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит., 1979. –432С.
6. Агранович В.М., Гартштейн Ю.Н. Пространственная дисперсия и отрицательное преломление света // УФН. -2006. –Т. 176. -№ 3. –С. 1051-1068.
7. Агранович В.М., Пархомов В.Е., Рухадзе А.А. О черенковском излучении электрона, движущегося в среде с пространственной дисперсией // ЖЭТФ. -1959. -Т. 36. –Вып. 1. –С. 238-243.
8. Александрова А.Ф., Богданкевич Л.С., Рухадзе А.А. Основа электродинамики плазмы –М.: Высш. школа, 1978. –407С.
9. Гинзбург В.Л. Распространение электромагнитных волн в плазме. –М.: Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит., 1967. –683С.
10. Sakai O., Tachibana K. Plasmas as metamaterials: a review // Plasma Sources Sci. Technol. –2012. –Vol. 21. –P. 013001(1-18).
11. Мик Дж., Крэгс Дж. Электрический пробой в газах. –М.: Изд-во иностр. лит., -1960. –605С.

					<i>БР. 6.050802.051.12 ПЗ</i>	Анк
ЗМН	Анк	№ локум	Піппис	Дата		66

12. Howe D., Introduction to the basic technology of Stealth aircraft: Part 1 - Basic considerations and aircraft self-emitted signals – (Passive considerations) // The American Society of Mechanical Engineers, -1990., p 1-6.
13. Howe D., Introduction to the basic technology of Stealth aircraft: Part 2- illumination by the enemy - (Active considerations) // The American Society of Mechanical Engineers, -1990.
14. Энгель А., Штеенбек М. Физика и техника электрического разряда в газах // ОНТИ, -1936.
15. Энгель А. Ионизированные газы // Физматгиз, -1959.
16. Ворончев Т.А., Соболев В.Д. Физические основы элеткровакуумной техники –М: Изд-во «Высшая школа», –1967, -351С.
17. Грановский В.Л. Электрический ток в газах. Установившийся ток – М.: Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит., 1971, -453С.

					БР. 6.050802.051.12 ПЗ	Анк
ЗМН	Анк	№ докум	Підпис	Дата		67